JUL 15 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye,** Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 12. Ausgegeben am 15. Juni 1926. No. 712. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Smekal, Anomale Zerstreuung von α-Strahlen. S. 383—385.

F. Kirchner, Über den Comptoneffekt und lichtelektrischen Effekt an polarisierten Röntgenstrahlen. S. 385—388.

L. Onsager, Zur Theorie der Elektrolyte. I. S. 388—392.

W. Kordatzki, A. Schleede u. F. Schroeter, Über die Ausbeute an sichtbarem Licht bei der Erregung von Phosphoren mit langsamen Kathodenstrahlen (Kathodenfluoreszenz). S. 392—401.

G. Joos, Modulation und Fourieranalyse im sichtbaren Spektralbereich. S. 401—402.

H. Greinacher, Zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. II. S. 402—404.

V. F. Hess, Bemerkungen zur Abhandlung von R. A. Millikan und J. S. Bowen: „Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprunges". I. (Pilotballonbeobachtungen in großen Höhen.) S. 405—406.

Besprechungen:

P. P. v. Weimarn, Die Allgemeinheit des Kolloidzustandes. Bd. I. S. 406.

E. Wohlwill, Galilei und sein Kampf für die copernikanische Lehre. 2. Bd. S. 406—407.

J. Frank u. M. Meyerhof, En Astrolab aus dem indischen Mogulreiche. S. 407.

É. Meyerson, De l'explication dans les sciences. 2 Bde. S. 407—408.

Fr. Wolf, Die schnellbewegten Elektronen. S. 408.

E. Tiede u. F. Richter, Handbuch der Arbeitsmethoden in der anorganischen Chemie. II. Bd., 2. Hälfte. S. 408—409.

A. Benrath, Physikalische Chemie. II. S. 409—410.

J. v. Braun, Lehrbuch der anorganischen Chemie. S. 410.

F. Bolte u. H. Meldau, Physik für Seefahrer unter besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. S. 410.

Personalien. S. 410.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut Karlsruhe. Bd. IV. Herausgegeben von R. Richter. 8°. X u. 358 S. Mit 202 Textabb. Berlin, J. Springer. 1925. M. 24.—.

Atti della Pontificia Accademia delle Scienze nuovi Lincei. Bd. 77. H. 1—7. 4°. 183 S. Rom, Tipografia Pontificia Nell' Istituto Pio IX. 1924.

Auerbach, F., Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. (Aus Natur und Geisteswelt Bd. 40.) 5. Aufl. 8°. 128 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1926. Geb. M. 2.—.

Denksport, Eine Zeitschrift für geistig Regsame. Herausgeber Dr. A. Beyer. 8°. Stuttgart, Franckh'sche Verlagshdlg. 1926. Jährl. 6 Hefte. M. 4.80. Einzelheft M. 1.—.

Deutsche Südpolar-Expedition 1901—1903. Bd. V. H. 4. Herausgegeben von E. v. Drygalski. 4°. S. 347—425. Mit 10 Taf. u. 39 Textabb. Berlin, W. de Gruyter & Co. 1925. M. 52.—.

Dörr, J. N. u. **A. Schlein**, Hygrometertafeln. 8°. 32 S. Wien, Im Selbstverlag von Dr. A. Schlein. 1925.

Faigl, K., Ganzheit und Zahl. (Ergänzungsbände zur Sammlung Herdflamme Bd 2.) 8°. IX u. 187 S. Jena, G. Fischer. 1926. M. 6.—, geb. M. 7.—.

Franck, O., Die Allmasse. (Beihefte zu den Annalen der Philosophie und philosophischen Kritik H. 3.) Gr. 8°. XII u. 469 S. Leipzig, F. Meiner. 1926. M. 15.—, geb. M. 18.—.

Goetz, A., Physik und Technik des Hochvakuums. 2. umgearbeitete u. vermehrte Aufl. 8°. X u. 260 S. Mit 121 Abb. u. 3 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, A.-G. 1926. M. 16.—, geb. M. 18.—.

Granquvist, G., Isarna Vintern 1922—23. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 28). 8°. 132 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.

Granquvist, G., Regelmäßige Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt des Meeres im Jahre 1923. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 34). 8°. 54 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.

Günther, H., Das zweite Schaltungsbuch. 8°. 166 S. Mit 170 Abb. Stuttgart, Franckh'sche Verlagshdlg. Geb. M. 8.—.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Lfrg. 187. Herausgegeben von E. Abderhalden. Abt. II Physikalische Methoden. Teil 2, H. 1. (P. Hirsch, Das Interferometer, mit 17 Abb., M. A. Schirmann, Ultramikroskopie, mit 13 Abb., H. Keßler, Refraktometrie mit 43 Abb.) Gr. 8°. S. 737—906. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1926. M. 7.50.

Heiskanen, W., Schwerkraft und isostatische Kompensation in Norwegen. (Veröffentlichungen des Finn. Geod. Inst. Nr. 5.) 8°. 33 S.

—, Die Erddimensionen nach den Europäischen Gradmessungen. (Veröffentlichungen des Finn. Geod. Inst. Nr. 6.) 8°. 26 S.

Hinshelwood, C. N., The Kinetics of Chemical Change in Gaseous Systems. 8°. 204 S. Oxford, The Clarendon Press. 1926.

Jurwa, R., Talassologiska Värexpeditionen 1924. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 32.) 8°. 27 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.

Keinert, M., Gewerbliche Metallkunde. (Metallographie Bd. II, Teil 4.) Gr. 8°. IV u. 483 S. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1926. M. 38.—.

Köhler, A., Die Verwendung des Polarisationsmikroskops für biologische Untersuchungen. (Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II, Teil 2, Heft 2. [Lfrg. 191.]) Gr. 8°. S. 907 bis S. 1108. Mit 113 Abb. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1926. M. 9.30.

Laue, M., La Théorie de la Relativité Bd. II. 8°. XVI u. 318 S. Paris, Gauthier-Villars & Cie. 1926.

Lehnhardt, R., Der Detektor und seine Anwendung für Empfang, Verstärkung und Erzeugung elektrischer Wellen. (Die Hochfrequenztechnik Bd. 8.) 8°. 95 S. Mit 62 Abb. im Text. Berlin, H. Meusser. 1926. M. 5.80.

Lübben, C., Die Antenne und ihre Verwendung in der Radiotechnik. (Die Hochfrequenztechnik Bd. 9.) 8°. 76 S. Mit 69 Abb. Berlin, H. Meuser. 1926. M. 4.80.

Memorie della Pont. Accademia delle Scienze nuovi Lincei. Bd. 7. 4°. 399 S. Rom, Scuola Tipografica „Pius X.". 1924.

Mosler, H. u. G. Leithäuser, Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung. 2., erw. Aufl. 8°. VIII u. 363 S. Mit 208 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, A.-G. 1926. M. 22.—, geb. M. 25.—.

Palmén, E., Beobachtungen von Strom und Wind an den Leuchtschiffen im Jahre 1923. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 33.) 8°. 26 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.

Reinke, J., Das dynamische Weltbild. 8°. V u. 157 S. Leipzig, J. A. Barth. 1926. M. 4.—.

Renquvist, H., Dagliga Vattenständsuppgifter 1923 (Havsforskningsinstitutets Skrift No. 36.) 8°. 46 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.

Rüdenberg, R., Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. 8°. IV u. 67 S. Mit 46 Textabb. Berlin, J. Springer. 1926. M. 3.90.

Ruff, O., Anleitung zum chemischen Praktikum. 8°. IV u. 52 S. Mit 11 Abb. Leipzig, Akadem. Verlagsges. m. b. H. 1926. M. 3.60.

Singelmann, M., Störbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. (Die Hochfrequenztechnik Bd. 7.) 8°. XII u. 151 S. Mit 184 Schaltungsbild. u. 55 Abb. im Text. Berlin, H. Meusser. 1926. M. 8.50.

Tams, E., Die Frage der Periodizität der Erdbeben. (Sammlung geophysikalischer Schriften Nr. 5.) 8°. IX u. 128 S. Mit 15 Fig. u. 49 Tab. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1926. M. 9.60.

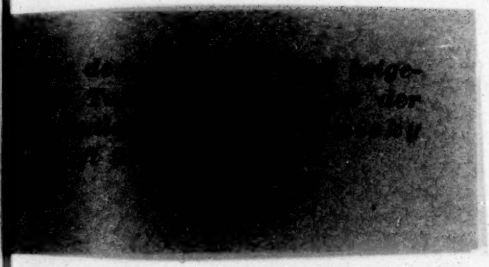
Thie', A., Physikochemisches Praktikum für Chemiker und andere Naturwissenschaftler. (Sammlung naturwissenschaftlicher Praktika Bd. 11.) Gr. 8°. XV u. 380 S. Mit 70 Textabb. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1926. M. 16.80.

Whittaker, E. T., Einführung in die Theorie der optischen Instrumente. Ins Deutsche übertragen von A. Hay. 8°. VI u. 104 S. Mit 43 Textabb. Leipzig, J. A. Barth. 1926. Geb. M. 6.—.

Wiesent, J., Repetitorium der Experimentalphysik. 2. verm. u. verb. Auflage. 8°. XII u. 178 S. Mit 86 Textabb. u. 3 Tab. Stuttgart, Ferd. Enke. 1926. M. 8.50. Geb. M. 10.—.

Witting, R., Havsforskningsinstitutets Värksamhet under År 1924. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 35.) 8°. 22 S. Helsingfors, Särtryck ur Finska Vetenskaps-Societetens Årsbok. 1925.

Witting, R. u. H. Pettersson, Thalassologische Beobachtungen im Ålands- und Schärenmeer im Juli 1922 und Juli 1923. (Havsforskningsinstitutets Skrift Nr. 30.) 8°. 39 S. Helsingfors, Statsrådets Tryckeri. 1925.



OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

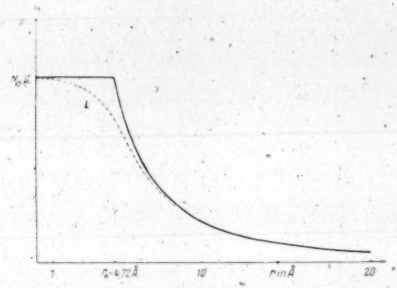


Fig. 1.

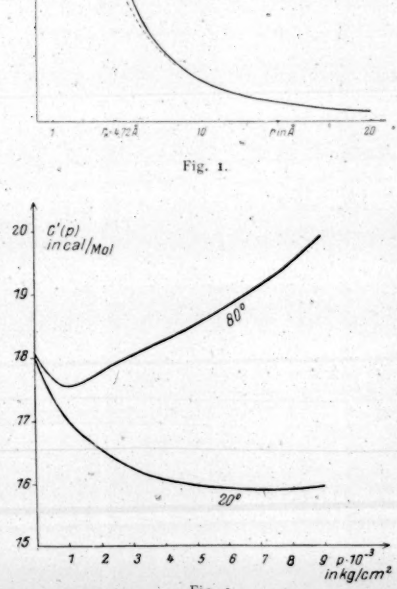


Fig. 2.

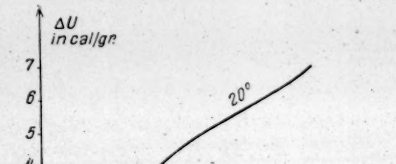


Fig. 3.

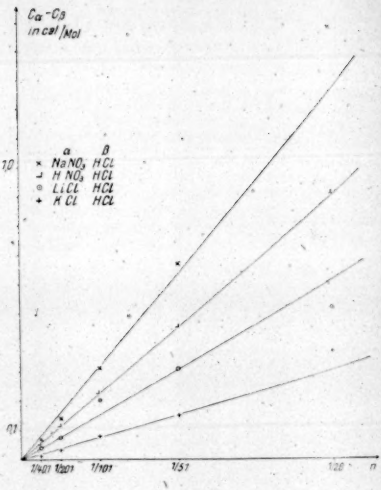


Fig. 4.

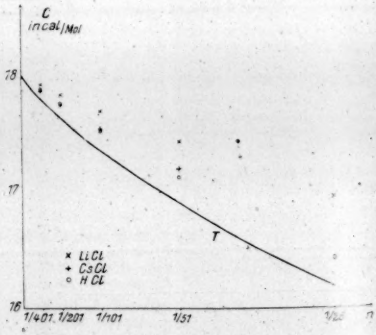


Fig. 5.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 12. 15. Juni 1926. Redaktionsschluß für No. 14 am 5. Juli 1926. 27. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

A. Smekal, Anomale Zerstreuung von α-Strahlen. S. 383.

F. Kirchner, Über den Comptoneffekt und lichtelektrischen Effekt an polarisierten Röntgenstrahlen. S. 385.

L. Onsager, Zur Theorie der Elektrolyte. I. S. 388.

W. Kordatzki, A. Schleede u. F. Schroeter, Über die Ausbeute an sichtbarem Licht bei der Erregung von Phosphoren mit langsamen Kathodenstrahlen (Kathodenfluoreszenz). S. 392.

G. Joos, Modulation und Fourieranalyse im sichtbaren Spektralbereich. S. 401.

H. Greinacher, Zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. II. S. 402.

V. F. Hess, Bemerkungen zur Abhandlung von R. A. Millikan und J. S. Bowen: „Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprunges". I. (Pilotballonbeobachtungen in großen Höhen.) S. 405.

Besprechungen:

P. P. v. Weimarn, Die Allgemeinheit des Kolloidzustandes. Bd. I. S. 406.

E. Wohlwill, Galilei und sein Kampf für die copernikanische Lehre. 2. Bd. S. 406.

J. Frank u. M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche. S. 407.

E. Meyerson, De l'explication dans les sciences. 2 Bde. S. 407.

Fr. Wolf, Die schnellbewegten Elektronen. S. 408.

E. Tiede u. F. Richter, Handbuch der Arbeitsmethoden in der anorganischen Chemie. II. Bd., 2. Hälfte. S. 408.

A. Benrath, Physikalische Chemie. II. S. 409.

J. v. Braun, Lehrbuch der organischen Chemie. S. 410.

F. Bolte u. H. Meldau, Physik für Seefahrer unter besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. S. 410.

Personalien. S. 410.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Anomale Zerstreuung von α-Strahlen.

Von Adolf Smekal.

In einer kürzlich unter der gleichen Überschrift erschienenen Veröffentlichung haben Debye und Hardmeier die bei Aluminium und Magnesium von Bieler, sowie von Rutherford und Chadwick experimentell gefundene „unternormale" Alphastrahlzerstreuung auf eine merkliche Deformierbarkeit der dabei unter großen Winkeln streuenden Atomkerne durch das als punktförmig aufgefaßte Alphateilchen zurückzuführen versucht[1]. Diese Annahme ist auch in Wien, wo mehrfach an verwandten experimentellen Fragestellungen gearbeitet worden ist, schon seit längerer Zeit von verschiedenen Seiten in Erwägung gezogen worden[2]); unter anderem hat dies veranlaßt, daß stud. phys. E. Guth die numerische Darstellbarkeit der Beobachtungen unter Voraussetzung einer anziehenden, mit der reziproken fünften Potenz der Entfernung abnehmenden Zusatzkraft zu der gegenseitigen Kernabstoßung geprüft und in Übereinstimmung mit Debye und Hardmeier bestätigt gefunden hat. Die Befriedigung über das numerisch in der erwarteten Größenordnung liegende Ergebnis wird jedoch durch die folgenden Erwägungen etwas herabgemindert:

1. Nach den Darwinschen Rechnungen[1]) über die experimentell eingehend untersuchte Wirkung von Alphastößen in Wasserstoff sind die Dimensionen der α-Teilchen mit den errechneten Kerndimensionen von Aluminium und Magnesium vergleichbar. Überdies erweist sich das α-Teilchen als merklich anisotrop, und zwar nicht etwa im Sinne einer Deformierbarkeit, sondern in dem der Wirkung einer im Mittel zur Stoßrichtung bevorzugt orientierten, anisotropen Struktur, welche bei größerer Annäherung natürlich auch deformierbar sein mag. Voraussichtlich wird dies zur Folge haben, daß man die Kerndeformierbarkeit bei Annahme isotroper, quasi punktförmiger α-Teilchen merklich unterschätzt.

2. Im gleichen Sinne wirkt der provisorische Verzicht auf eine Berücksichtigung der wenig zahlreichen Beobachtungen, welche für hohe α-Geschwindigkeiten jenseits eines Mini-

1) P. Debye und W. Hardmeier, Physik. Zeitschr. 27, 196, 1926.

2) Die Annahme einer Deformierbarkeit ist implizit bereits in den schematischen Betrachtungen von H. Pettersson über die „elektrostatische Induktion" bei Kernstößen enthalten, vgl. Wien. Ber. (IIa) **133**, 509, 1924 (Mitt. Ra-Inst. Nr. 172); Proc. London Phys. Soc. **36**, 134, 1924; Ark. f. Mat., Astron. o. Fysik. **19**, B, No. 2, 1925, wo auch die mögliche Bindung einer äußeren Ladung durch den gestörten Kern bereits besprochen wird.

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **41**, 486, 1921. Vielleicht würde es sich lohnen, die Darwinschen Betrachtungen auf deformierbare α-Teilchen auszudehnen, da ihre Stoßpartner hier einzelne Protonen, also für gegenwärtiges Wissen strukturlose Elementarladungen sind.

mums der unternormalen Zerstreuung einen raschen Anstieg zu normaler oder gar „übernormaler" Zerstreuung belegen. Wenn man die Unternormalität der Zerstreuung in Anologie mit Debyes bekannter Erklärung der van der Waalsschen Kohäsionskräfte deutet, so liegt es nahe, jene Wiederzunahme der Streuung nach Debyes Auffassung von den gegenseitigen molekularen Abstoßungskräften auf eine dynamische Struktur der Atomkerne zurückzuführen. Dies beeinträchtigt aber wiederum sehr die Möglichkeit, aus den berechneten Polarisierbarkeiten der Kerne Schlüsse auf die Häufigkeit einer eventuellen Bindung der α-Teilchen durch sie zu ziehen, denen wenigstens größenordnungsmäßige Bedeutung zugeschrieben werden kann.

3. Die Betrachtungen von Debye und Hardmeier setzen, wie auch die beiden vorstehenden Anmerkungen zu ihnen, stillschweigend voraus, daß jeder einzelne Zerstreuungsprozeß als ein vollkommen elastisch verlaufender Stoßvorgang angesehen werden darf. Für diese Annahme liefern die Ergebnisse von Bieler, Rutherford und Chadwick jedoch keinerlei Anhaltspunkte, da die Zerstreuung dort bloß in ihrer Abhängigkeit von der α-Geschwindigkeit und dem Streuwinkel geprüft wird. Wie anderseits Untersuchungen von Kirsch und Pettersson ergeben haben, ist die Reichweite der unter großen Winkeln zerstreuten, schnellsten α-Teilchen bei allen daraufhin durchgesehenen Elementen merklich kleiner als die theoretische[1]). Bedauerlicherweise liegen darüber einstweilen bloß qualitative Beobachtungen vor, so daß man vorläufig noch nicht bis zu scharf definierten, für die getroffenen Atomkerne charakteristischen Energiestufen vordringen kann. Jedenfalls ist aber sichergestellt, daß derartige Kernstöße unelastisch sind, auch Anzeichen für eine diese Vorgänge begleitende γ-Strahlemission der Kerne sind bereits mehrfach beobachtet[2]). Schon die bloße Feststellbarkeit dieser Erscheinungen zeigt, daß ihnen ein erheblicher Anteil an den beobachteten Abweichungen von der Coulombschen „Normal"streuung der α-Teilchen zukommen muß, welche die von Debye und Hardmeier gewählten Ansätze nicht zu berücksichtigen vermögen. Aber selbst wenn man alle zu γ-Strahlemission führenden Anregungsvorgänge der Kerne mit Absicht beiseite lassen wollte, wären noch immer die unter *H*-Strahlabgabe verlaufenen „Atomzertrümmerungsvorgänge" da, von denen, wie sich gleich zeigen wird, bloß ein Bruchteil den Typus besitzen dürfte, welchen Debye und Hardmeier allein in Betracht gezogen haben — übrigens ohne seinem Einfluß auf die numerisch bestimmten Polarisierbarkeiten der Kerne nachzugehen.

Betrachtet man die Atomkerne als quantenhafte Gebilde von ähnlicher Beschaffenheit wie die Elektronenhüllen der Atome, so ist auch schon ohne jede eingehendere experimentelle Erfahrung wahrscheinlich, daß bei ihren wechselseitigen Stoßprozessen neben den gewöhnlichen elastischen Zusammenstößen in Abhängigkeit von den jeweiligen Energie-Impulsverhältnissen auch die ganze Mannigfaltigkeit der unelastisch verlaufenden Elementarvorgänge auftritt, durch welche die Stöße zwischen ungeladenen und geladenen Atomsystemen gekennzeichnet sind: Anregung zu Strahlungsemission, Abtrennung einzelner Bestandteile eines Stoßteilnehmers, Vereinigung unter Energieabgabe in strahlender oder strahlungsloser Form. Die mit Protonenemission gleichbedeutende „Atomzertrümmerung" der Kerne mag dabei sowohl der molekularen Ionisation und Dissoziation entsprechen (verschiedene Gruppen von relativ zahlreichen, aber langsamen *H*-Strahlen), als auch gewissen molekularen, unter strahlungsloser Korpuskularemission vor sich gehenden Anlagerungsreaktionen (weniger zahlreiche, aber meist schnelle *H*-Strahlen). Tatsächlich scheinen im allgemeinen[1]) beide Arten von „Zertrümmerungsvorgängen" aufzutreten, nachdem Kirsch und Pettersson neben den von Rutherford und Chadwick, sowie von ihnen selbst bei den zertrümmerbaren Elementen zuerst gefundenen weitreichenden *H*-Strahlen auch noch eine viel häufigere Abgabe von langsamen *H*-Partikeln festgestellt haben, deren Richtungsabhängigkeit von jener der weitreichenden Strahlen überdies verschieden zu sein scheint[2]).

1) G. Kirsch und H. Pettersson, Wien. Ber. (IIa) **134**, 1925 (Mitt. Ra-Inst. Nr. 180), ferner das Buch „Atomzertrümmerung" (Leipzig 1926) der gleichen Verfasser, S. 104.

2) F. P. Slater, Phil. Mag. **42**, 904. 1921; P. Auger und F. Perrin, C. R. **175**, 340, 1922; M. Akiyama, Jap. Journ. of Phys. **2**, 287, 1923.

1) Da mehrfach die Ansicht aufgetreten ist, daß wenigstens alle jene „Zertrümmerungs"-Vorgänge der Elemente, welche die schnellsten *H*-Strahlen liefern, vom gleichen Typus sind, möge hervorgehoben werden, daß dies nach atomphysikalischen Analogien beurteilt, keineswegs mit Notwendigkeit zutreffen muß. So ist denkbar, daß die Möglichkeit einer Vereinigung von Kern und α-Teilchen von der Geradzahligkeit der Kernladung oder der Kernbestandteile (Atomgewicht) wesentlich abhängt, zumindest aber die Häufigkeit dieser „Kernsynthesen" dadurch merklich beeinflußt wird.

2) Die bisherigen Beobachtungen der langsamen *H*-Strahlen, welche bis auf die sorgfältige Untersuchung von E. A. W. Schmidt, Wien. Ber. (IIa) **134**, 385, 1925 (Mitt. Ra-Inst. Nr. 178) freilich bloß qualitativer Natur sind, erwecken nämlich den Anschein, als ob deren räumliche Geschwindigkeitsverteilung zumindest bei den Leichtelementen praktisch unabhängig von der Stoßrichtung sei, während die schnellen Strahlen eine deutliche Abhängig-

Was die Anregungsvorgänge der Kerne zur Strahlungsemission anbetrifft, so würde eine theoretische Erfassung ihres Einflusses auf die beobachtete Unternormalität der α-Strahlzerstreuung die Lösung eines quantentheoretischen Problemes erfordern, zu dessen Behandlung vielleicht ein ähnlicher Ansatz geeignet wäre, wie er der Heisenbergschen Quantenmechanik zugrunde liegt. Zum Unterschied von den Problemen abgeschlossener, bloß strahlungsbedingter Veränderungen fähiger Atomsysteme treten nämlich bei den Stoßvorgängen außer den Energiestufen und Übergangswahrscheinlichkeiten noch andere prinzipiell beobachtbare Bestimmungsstücke der Elementarvorgänge, wie etwa die Ablenkungswinkel auf, für welche die bisherige Form der Heisenbergschen Theorie noch unzureichend ist. Während diese Größen bei molekularen Zusammenstößen aus experimentellen Gründen meist unbeobachtbar sind, wird ihre Wahrnehmbarkeit bei den Kernstößen durch die Seltenheit und Isolierung dieser Ereignisse, zusammen mit dem beträchtlichen Ausmaß der zur Kernanregung erforderlichen Energiemengen möglich gemacht. Es war der Hauptzweck dieser Zeilen, darauf hinzuweisen, daß die „anomale" α-Strahlzerstreuung in erheblichem Maße die feineren Gesetze jener prinzipiell bedeutungsvollen Anregungsstöße mitenthalten muß, welche unter den gewöhnlichen molekularen Bedingungen experimentell auch nur indirekt kaum je verfolgbar gemacht werden können[1]).

keit dieser Art aufweisen, welche von Rutherford und Chadwick durch Reichweitebestimmungen an „vorwärtigen" und „rechtwinkligen" H-Strahlen einigermaßen quantitativ festgelegt worden sind. Nach den letztgenannten Autoren sind die Anzahlen und Reichweiten der schnellen Strahlen sehr stark von den α-Geschwindigkeiten abhängig, während die langsamen Strahlen, wie Schmidt gefunden hat, innerhalb des bisher untersuchten Winkelbereiches nach Anzahl und Reichweite merklich unabhängig hiervon auftreten. Im Wilson-Apparat hat Blackett anscheinend bloß solche H-Emissionen gefunden, welchen eine Vereinigung von Kern und α-Teilchen vorangegangen ist, während Akiyama gelegentlich auch eine dreigegabelte Zertrümmerungsspur fand, bei welcher bloß eine H-Abtrennung vom Kern (Ionisations-Typus der „Zertrümmerung") vorliegen kann.

1) Als Beispiel für eine quantentheoretische Frage von prinzipiellem Interesse, welche mittels der Kernzusammenstöße experimentell entschieden werden könnte, möge hier noch auf das Problem der Existenz ungequantelter, „metastationärer" Zustände eines sonst quantenhaften Gebildes hingewiesen werden, das in neuerer Zeit im Zusammenhang mit dem Mechanismus der Molekülbildung (M. Born und J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **31**, 411, 1925), sowie allgemeineren, durch die Theorie der Zerstreuung und Dispersion der Strahlung nahegelegten Betrachtungen (A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **32**, 241, 1925; **34**, 81, 1925) entstanden ist. Wenn die schnellen, bei der „Zertrümmerung" auftretenden H-Strahlgruppen tatsächlich durch strahlungslose Protonenemission eines Kerngebildes zustande kommen, welches durch Vereinigung des getroffenen Kernes mit dem α-Teilchen gebildet wird, und dieses Kerngebilde auch nur ganz kurze Zeit in seinem dann notwendig „metastationären" Bildungszustande verweilt, so muß sich seine aus Energie- und Impulssatz ermittelbare Translationsgeschwindigkeit der Winkel- und Reichweitenabhängigkeit der schnellen H-Strahlen von den primären α-Geschwindigkeiten aufprägen. Die von G. Kirsch, Physik. Zeitschr. **26**, 457, 1925, gerade nach einem solchen Ansatz erfolgreich durchgerechnete Reichweiteabhängigkeit der „vorwärtigen" H-Strahlen aus Stickstoff (siehe auch A. Smekal, Naturwissenschaften **13**, 800, 1925) würde daher als ein Argument zugunsten der Existenz „metastationärer" Zustände betrachtet werden dürfen, falls sich dieser Ansatz auch verfeinerten Messungen, sowie der Winkelabhängigkeit gegenüber aufrechterhalten lassen sollte.

Mönichkirchen a. Wechsel, 16. April 1926.

(Eingegangen 21. April 1926.)

Über den Comptoneffekt und lichtelektrischen Effekt an polarisierten Röntgenstrahlen.

Von Fritz Kirchner.

Die gewöhnliche Wirkung der Röntgenstrahlen auf die Materie beruht bekanntlich darauf, daß bei der Absorption die einfallende Strahlungsenergie umgewandelt wird in kinetische Energie eines Elektrons und potentielle Energie des absorbierenden Atoms. Die kinetische Energie des betreffenden Elektrons ist dabei nach dem Erhaltungsgesetz der Energie gegeben durch die Differenz aus dem $h \cdot \nu$-Betrag (wobei h die Planckschе Konstante und ν die Frequenz bedeutet) der Strahlung und der Ablösungsarbeit des Elektrons vom Atom:

$$\frac{m}{2} v^2 = h \cdot \nu - A.$$

Seit der Comptonschen Entdeckung der Wellenlängenänderung bei der Streuung von Röntgenstrahlen wissen wir, daß außer beim Absorptionsprozeß auch beim elementaren Streuprozeß ein Elektron aus dem Atom herausgelöst und in Bewegung gesetzt werden kann. Die kinetische Energie eines beim Streuprozeß in Bewegung gesetzten Elektrons ergibt sich aus der lichtquantenmäßigen Auffassung des Streuprozesses unter Anwendung der Erhaltungsgesetze von Energie und Impuls und unter Vernachlässigung der (hierbei kleinen) Ablösungsarbeit zu

$$\frac{m}{2} v^2 = \frac{2 h^2 \nu^2 \sin^2 \vartheta/2}{m \cdot c^2 + 2 h \cdot \nu \cdot \sin^2 \vartheta/2},$$

wobei ϑ den Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Strahl bedeutet.

Die beiden angeführten Gleichungen geben uns den Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie, die ein Elektron aus einer definierten

(monochromatischen) Röntgenstrahlung übernehmen kann, und der Frequenz bzw. der Wellenlänge dieser Strahlung. (Die Gleichungen sind zum Teil quantitativ — durch die magnetischen Elektronenspektren de Broglies und anderer — zum Teil wenigstens qualitativ durch Reichweitenmessungen in der Wilsonschen Nebelkammer experimentell bestätigt worden.) Nun gehört aber zu einem „definierten" elementaren Röntgenstrahl nicht nur eine bestimmte Wellenlänge, sondern auch ein definierter Polarisationszustand, und damit drängt sich sofort die Frage auf: wie hängt die Bewegung der beim Absorptions- oder Streuprozeß aus dem Atom herausgelösten Elektronen mit dem Polarisationszustand der Strahlung zusammen?

Eine Möglichkeit zur experimentellen Untersuchung dieser Frage bietet die Wilsonsche Nebelkammermethode. Statt die Strahlen direkt von der Röntgenröhre in die Kammer eintreten zu lassen, ist es nur notwendig, solche Strahlen zu verwenden, die bereits unter einem Winkel von 90° gestreut, also polarisiert sind. Die photographischen Aufnahmen werden dann nicht, wie üblich, in einer Richtung senkrecht zum Strahl, sondern in der Strahlrichtung (und zwar dem Röntgenstrahl entgegen) gemacht. Die benutzte Expansionskammer (Durchmesser 13 cm, Höhe 6 cm) ist ähnlich der ursprünglich von C. T. R. Wilson verwendeten Form. Die Röntgenstrahlen werden von einer technischen Röhre mit Wolframantikathode (Therapieröhre der Röntgenröhrenfabrik München) geliefert, die mit der Siemensschen Stabilivoltanlage betrieben wird. Röhre und Expansionskammer sind mit 4 mm, bzw. 2 mm dicken Bleiwänden umgeben. Durch ein Loch im ersten Bleikasten fällt die Strahlung von der Antikathode auf den Streukörper, einen Paraffinblock, und von da unter einem Winkel von 90° durch ein Loch im zweiten Bleikasten in die Wilsonkammer, wo sie zum Teil entweder von neuem gestreut oder absorbiert wird. Die Beleuchtung der Expansionskammer geschieht durch Explosion eines 0,1 mm dicken Wolframdrahtes mittels Kondensatorentladung; zwei hintereinandergeschaltete Kondensatoren von je 115000 cm werden mittels einer 10plattigen Influenzmaschine auf etwa 35000 Volt aufgeladen und zur Beleuchtung plötzlich durch den Wolframdraht entladen. Als photographische Kamera dient eine Stereokamera, 6×13 cm, mit Zeiß-Tessar-Objektiven (Öffnung 1:4,5). Zur Auslösung der einzelnen für eine Aufnahme notwendigen Ereignisse in den richtigen Zeitabständen dient ein schweres Sekundenpendel, das einen breiten Bleischirm mit einem Schlitz trägt und außerdem folgende elektrische Kontakte betätigt:

1. Ein Relais wird geschlossen, welches den Abschlußpfropfen vom Vorvakuum unter dem Expansionskolben wegreißt — dadurch wird die Expansion bewirkt.

2. Ein Schalter wird geöffnet, der das an der Expansionskammer liegende elektrostatische Feld (110 Volt) entfernt.

3. Ein zweites Relais wird geöffnet, das dadurch die Kondensatorentladung durch den Wolframdraht gehen läßt: Beleuchtung der Kammer.

Zwischen 2. und 3. passiert der oben genannte Schlitz des mit dem Pendel bewegten Bleischirms den Röntgenstrahlengang und läßt ein Bündel auf den Streukörper und von da in die Wilsonkammer fallen. Bevor das Pendel in Tätigkeit gesetzt wird, wird der Verschluß der mit der Expansionskammer im lichtdichten Bleikasten stehenden Kamera von außen geöffnet; nach Beendigung der Aufnahme wird die Kamera ebenso wieder geschlossen.

I. Streuelektronen.

Zur Erzielung einigermaßen gut ausmeßbarer Streuelektronenspuren wird relativ harte Röntgenstrahlung verwendet; während an der Röhre eine Spannung von 140—160 Kilovolt liegt, wird die Strahlung noch durch 2,4 mm Kupfer und 2 mm Aluminium filtriert. Eine orientierende spektrale Untersuchung dieser Strahlung mit einem Seemannspektrographen zeigte, daß praktisch keine langwelligere Strahlung als 0,2 Å.-E. vorhanden ist. (Auch eine Überschlagsrechnung ergibt, daß schon eine Strahlung von 0,25 Å.-E. nach Durchgang durch 2,4 mm Kupfer und 2 mm Aluminium auf weniger als $^1/_{60}$ der ursprünglichen Intensität reduziert wird.) Bei solcher kurzwelligen Strahlung werden schon an sich relativ selten Absorptionselektronen ausgelöst; außerdem haben diese eine ganz extrem große Reichweite. Läßt man solche extrem lange Elektronenspuren bei der Auswertung der Aufnahmen unberücksichtigt, dann ist man sicher, nur Rückstoßelektronen des Streuprozesses vor sich zu haben. Auf der andern Seite wird die Auswertung dadurch etwas erschwert, daß die Rückstoßelektronen überwiegend eine starke Vorwärtskomponente in ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung besitzen. Was uns hier interessiert, ist aber nicht die Anfangsrichtung des Elektrons in bezug auf die Strahlrichtung, sondern in bezug auf die Richtung des elektrischen Vektors der polarisierten Strahlung. Die Auswertung hat also den Winkel zu bestimmen, den die Anfangsrichtung des Elektrons $\perp$ projiziert auf eine Ebene senkrecht zur Strahlrichtung (= Ebene der photographischen Platte) — mit

der Richtung des elektrischen Vektors bildet. Das Resultat der Auswertung[1]) einer Serie von Stereoaufnahmen ist eine Kurve von der folgenden Form:

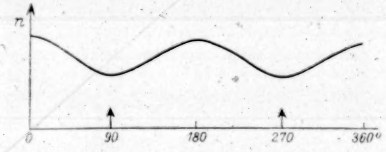


Fig. 1. Häufung der Streuelektronen ∥ zum elektrischen Vektor (↑ elektrischer Vektor).

Die Kurve stellt die Zahl der Streuelektronen dar, die eine bestimmte Anfangsrichtung haben; der Winkel, den diese Anfangsrichtung mit dem elektrischen Vektor (in der Ebene der photographischen Platte) bildet, ist als Abszisse aufgetragen. Die Lage des elektrischen Vektors ist durch Pfeile markiert. Die Kurve zeigt, daß die Mehrzahl der Rückstoßelektronen eine Bewegungskomponente senkrecht zum elektrischen Vektor besitzen.

Wie ist dieses Resultat zu verstehen? Vom klassischen Standpunkt aus betrachtet, existiert bei einer linear polarisierten Lichtwelle keine Ursache zu einer Bewegung des Elektrons senkrecht zum elektrischen Vektor (das Elektron schwingt nach der klassischen Vorstellung in Richtung des elektrischen Vektors und kann höchstens durch den Strahlungsdruck in der Strahlrichtung selbst fortbewegt werden!).

Nach der Lichtquantentheorie ist die Bewegungsrichtung des „Rückstoßelektrons" dadurch gegeben, daß sie mit einfallendem Strahl und gestreutem Strahl in einer Ebene liegen muß (wegen des Impulserhaltungssatzes). Da hier zu jedem gestreuten Strahlenquant ein Rückstoßelektron gehört, muß die Richtungsverteilung der Elektronen in bezug auf den elektrischen Vektor des Primärstrahls dieselbe sein, wie die Intensitätsverteilung der Streustrahlung in bezug auf diesen Vektor. Nun zeigt aber anderseits nach der klassischen Theorie der Streuung und nach den Beobachtungen Barklas die Intensität der Streustrahlung unter den vorliegenden Bedingungen ein Maximum in der Richtung senkrecht zum elektrischen Vektor und ein Minimum in der Richtung des elektrischen Vektors. Also muß auch die Richtung senkrecht zum elektrischen Vektor zu einer Vorzugsrichtung für die ausgelösten Elektronen werden. Die Intensität der Streustrahlung in einer Ebene senkrecht zum Primärstrahl ist als Funktion des Winkels ϑ zwischen Streustrahl und elektrischem Vektor gegeben durch

$$J_\vartheta = J_0 \cdot \sin^2 \vartheta.$$

Nun messen wir aber nicht nur Elektronen aus, die solcher spezieller Streustrahlung entsprechen, sondern alle Rückstoßelektronen. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Intensitätsverteilung der Streustrahlung die gewöhnliche klassische ist, erhält man dann durch eine einfache Integration für die Zahl der unter einem Winkel ϑ — wieder in der Ebene der photographischen Platte gemessen — wegfliegenden Elektronen einen Wert

$$n_\vartheta = \text{const.} \times (1 + \sin^2 \vartheta).$$

Dieses Resultat ist innerhalb der bisherigen Genauigkeit der Ausmessung in Übereinstimmung mit dem Ergebnis des Experiments.

II. Absorptionselektronen.

Zur Untersuchung des Absorptionsprozesses an polarisierten Röntgenstrahlen ist eine Röhrenspannung von 50—60 Kilovolt am geeignetsten. Die Strahlung wird ungefiltert verwendet, da ja die Länge jeder einzelnen Spur selbst ein Maß für die Wellenlänge der dabei absorbierten Strahlung liefert (Streuelektronen stören in diesem Spannungsbereich nicht, weil sie noch sehr kurze Reichweite haben). Die Ausmessung ist hier zuverlässiger, weil die Photoelektronen (vgl. z. B. Loughridge, Phys. Rev. **26**, 697, 1925) in ihrer Mehrzahl eine Anfangsrichtung haben, die nahezu in der Ebene der photographischen Platte (senkrecht zum Strahl) liegt. Das Resultat der Ausmessung von 85 Spuren ist in der folgenden Kurve gegeben:

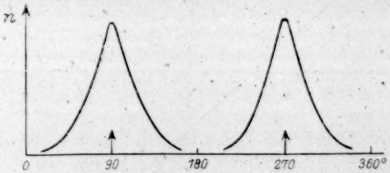


Fig. 2. Starke Häufung der Absorptionselektronen in Richtung des elektrischen Vektors.

Die aus der Kurve ersichtliche Häufung der Photoelektronen in der Richtung des elektrischen Vektors wird noch deutlicher, wenn wir das Resultat in Form eines Polardiagramms darstellen:

[1]) Näheres über das Auswertungsverfahren wird demnächst in einer ausführlichen Arbeit mitgeteilt werden.

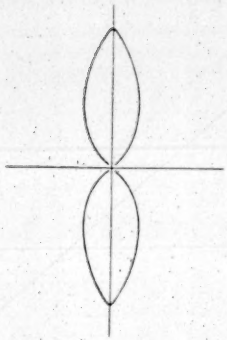


Fig. 3. Absorptionselektronen (vgl. Fig. 2).
↕ elektrischer Vektor
←→ magnetischer „

Diese Konzentration der Photoelektronen in die Richtung des elektrischen Vektors ist qualitativ in derselben Weise schon von F. W. Bubb (Phys. Rev. **23**, 137, 1924) festgestellt worden. Es ist nun bemerkenswert, daß auch im Falle der Photoelektronen nur eine Häufung in einer bestimmten Richtung vorliegt, und nicht die Photoelektronen ausschließlich streng in der Richtung des elektrischen Vektors ausgelöst werden.

Über den Mechanismus der Auslösung von Photoelektronen ist theoretisch nichts bekannt; es liegt aber nahe, an einen Einfluß der Bindungsfestigkeit[1]) bzw. der momentanen Bewegungsrichtung des Elektrons im Atom zu denken. Wenn aber ein solcher Einfluß wirklich besteht, dann sollte auch die Stärke der Häufung von der $h \cdot \nu$-Energie der gerade absorbierten Strahlung abhängen. Zur qualitativen Untersuchung dieser Frage habe ich die ausgewerteten Spuren in zwei Gruppen geteilt: Solche, die länger als 12 mm (entsprechend einer Spannung von ungefähr 23000 Volt) und solche, die kürzer als 12 mm sind. Die Auszählung ergibt dann folgendes: Innerhalb eines Winkelbereiches von 30° (je 15° rechts und links vom elektrischen Vektor!) liegen

von 47 kurzen Photoelektronenspuren	27,	also	57 Proz.,
von 38 langen Photoelektronenspuren	23,	„	60 „
innerhalb eines Winkelbereiches von 15° liegen			
von 47 kurzen Spuren . .	17,	also	36 Proz.,
„ 38 langen Spuren . .	15,	„	39 „

Die Häufung ist also offenbar bei langen und kurzen Spuren in erster Näherung gleich stark; die kleinen Unterschiede in den ganz rechts stehenden Prozentzahlen liegen wegen der relativ kleinen Anzahl der ausgemessenen Spuren noch innerhalb der Fehlergrenzen der statistischen Methode.

1) Die Bindungsenergie des Elektrons — meist K-Absorption des Stickstoffs ≈ 350 Volt — ist freilich gegenüber der $h\nu$-Energie der ankommenden Strahlung sehr klein.

Zusammenfassung.

Die Nebelspuren der von polarisierten Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen werden in der Strahlrichtung stereoskopisch photographiert. Für die Projektion der Anfangsrichtung auf die Ebene der photographischen Platte (d. h. auf eine Ebene senkrecht zum Strahl) ergibt sich dann für die Comptonschen Streuelektronen eine Häufung der Spuren senkrecht zum elektrischen Vektor, und für die Absorptionselektronen eine starke Häufung in Richtung des elektrischen Vektor. Für die Absorptionselektronen ergibt sich in erster Näherung keine Abhängigkeit der Stärke der Häufung von der Härte der Strahlung.

München, Physikal. Institut der Universität, April 1926.

(Eingegangen 26. April 1926.)

Zur Theorie der Elektrolyte. I.

Von Lars Onsager.

§ 1. Einleitung. Debye und Hückel haben vor einiger Zeit den Einfluß der interionischen Kräfte auf die thermodynamischen Eigenschaften sowie auf die Leitfähigkeit von Elektrolyten theoretisch berechnet[1]).

Die Theorie der thermodynamischen Eigenschaften leistet nun gewissermaßen mehr als diejenige der Leitfähigkeit. Es wird nämlich z. B. für die Abhängigkeit der osmotischen Koeffizienten von der Konzentration der für hinreichend verdünnte Lösungen gültige Ausdruck:

$$g = 1 - \alpha\sqrt{c} \qquad (1)$$

abgeleitet, wobei im Koeffizienten α außer Temperatur, Wertigkeiten der Ionen und Dielektrizitätskonstante der Lösung nur universelle Konstanten eingehen. Für den Leitfähigkeitskoeffizienten erreichen es die Autoren, die empirisch längst bekannte Formel:

$$f_1 = 1 - k\sqrt{c} \qquad (2)$$

1) Diese Zeitschrift **24**, 185, 305, 1923.

theoretisch zu begründen, aber der Koeffizient k muß den Messungen selbst entnommen werden, und läßt sich nur der Größenordnung nach in ähnlicher Weise wie α in Formel (1) von vornherein bestimmen.

Debye und Hückel haben gezeigt, daß die gegenseitige Geschwindigkeitsverminderung der Ionen durch zwei wesentlich verschiedene Vorgänge bewirkt wird.

Erstens wird bei der Wanderung der Ionen das thermische Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Konfigurationen derselben gestört, und diese Störung wird von der Wärmebewegung mit nur endlicher Geschwindigkeit wieder ausgeglichen. Es stellt sich ein stationärer Zustand ein, derart, daß die durchschnittliche Ladungsverteilung in der Umgebung jedes einzelnen Ions unsymmetrisch wird, und das von dieser unsymmetrischen Ladungsverteilung herrührende Feld wirkt dem äußeren Spannungsgefälle entgegen. Dieser Effekt ist von Debye und Hückel als Ioneneffekt bezeichnet. Der Betrag der so bewirkten Leitfähigkeitsverminderung entspricht, wie wir an anderer Stelle zeigen werden, in einem Elektrolyten aus nur zwei Ionenarten der resultierenden Kraft, welche von der Gesamtheit aller Anionen auf die Gesamtheit aller Kationen ausgeübt wird.

Der zweite Effekt kommt dadurch zustande, daß die Ionen noch in relativ großer Entfernung das Lösungsmittel nach den hydrodynamischen Gesetzen für zähe Medien mitschleppen. Es befinden sich nun in der Umgebung eines Ions vorzugsweise Ionen entgegengesetzten Vorzeichens, so daß sich das betrachtete Ion nicht relativ zu einem ruhenden, sondern zu einem im Gegenstrom bewegten Lösungsmittel zu bewegen hat. Zufolge dessen wird die Geschwindigkeit des Ions kleiner sein als diejenige, welche der dem Ion aufgelegten elektrischen Kraft, bzw. der von dem Ion auf das Lösungsmittel übertragenen Reibungskraft, entspricht. Debye und Hückel fassen den Vorgang formell als eine Vergrößerung der Reibungskraft auf.

Für beide Effekte ist die bewirkte Verminderung der Leitfähigkeit der Wurzel aus der Konzentration proportional, in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Indessen ist die theoretisch berechnete Proportionalitätskonstante in den meisten Fällen größer als die experimentell beobachtete. Die Autoren deuten diese Diskrepanz dahin, daß man bei den Ionen nicht mehr mit den hydrodynamischen Gesetzen rechnen darf.

Wir werden im folgenden zeigen, daß eine angenommene Ungültigkeit der Gesetze von Stokes in unmittelbarer Nachbarschaft der Ionen das Grenzgesetz der Leitfähigkeit nicht beeinflußt. Es heißt dies, daß der Koeffizient k in Formel (2) theoretisch berechenbar sein muß, indem für den von Debye und Hückel eingeführten „elektrophoretischen Radius" überall derjenige, den man aus der Beweglichkeit des Ions berechnet, zu setzen ist. Wenn man nun nach den Formeln dieser Autoren durchweg zu große k berechnet, so ist die Ursache in der Berechnung der Ionenkräfte zu suchen. Es zeigt sich in der Tat, daß die Stationaritätsgleichungen, mit deren Hilfe der Ioneneffekt berechnet wurde, unvollständig sind; aus diesem Grunde treten in der Entwicklung auch einige Formeln auf, die sich gegenseitig widersprechen. Es gelingt indessen, das von Debye und Hückel eingeführte, sehr leistungsfähige Approximationsprinzip so zu erweitern, daß es auch für die Aufstellung der vollständigen Stationaritätsbedingungen in auswertbarer Form dienen kann. Wir werden sehen, daß die Werte, die man so für $1 : f_\lambda$ berechnet, durchweg mit den Beobachteten stimmen.

A. Die Elektrophorese.

§ 2. Voraussetzungen und Problemstellung. Es erscheint zwar sehr bedenklich, die gewöhnlichen hydrodynamischen Gesetze auf Ionen zu verwenden; indessen müssen die Vorgänge, welche die Abweichungen von diesen Gesetzen bedingen, überwiegend auf die unmittelbare Nachbarschaft des Ions beschränkt sein. Schon einigermaßen große Ionen, wie z. B. die Ionen der von P. Walden untersuchten Elektrolyte $N(C_2H_5)_4J$ und $N(C_2H_5)_4C_6H_2 \cdot O(NO_2)_3$, scheinen sich dem Gesetz von Stokes in vielen Hinsichten sehr genau zu fügen. Es dürfte somit durchaus berechtigt sein, wenn wir außerhalb eines gewissen Abstandes vom Ion, von etwa zwei oder drei Moleküldiametern des Lösungsmittels, genaue Gültigkeit der hydrodynamischen Gesetze annehmen.

Wir wenden uns der Aufgabe zu, die Einflüsse vom äußeren und vom inneren Teil der Ionenatmosphäre auf das Stromsystem in der Umgebung des Ions getrennt zu ermitteln.

Stellen wir uns das Problem vor. Wir denken uns das Ion kugelförmig, und die umgebende Ladungsdichte der Ionenatmosphäre kugelsymmetrisch verteilt[1]).

Das Ion hat die Ladung e_j, und den Ra-

1) Diese Annahme ist unwesentlich. Das Ion wird jede Orientierung gleich oft annehmen; die mittlere Verteilung ist somit für alle Fälle genau kugelsymmetrisch. Die wegen Wanderung der Ionen entstehende Unsymmetrie der Ladung ist, wie Debye und Hückel gezeigt haben, für kleine Konzentrationen ohne Einfluß auf die Elektrophorese.

dius b; wir wissen von ihm, daß es, wenn in der Flüssigkeit keine Kräfte angreifen, unter dem Einfluß der äußeren Kraft $\mathfrak{K}$ mit der Geschwindigkeit

$$\frac{\mathfrak{K}}{\varrho_j}$$

wandert. Der so definierte Reibungskoeffizient ϱ_j läßt sich aus der auf unendliche Verdünnung extrapolierten Wanderungsgeschwindigkeit des Ions berechnen. Die Ionenatmosphäre beginnt

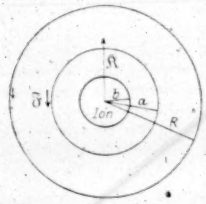


Fig. 1.

in einem gewissen Abstand vom Ion; wir bezeichnen denselben mit a, und nehmen entsprechend der zweiten Näherung von Debye und Hückel, indem wir den endlichen Ionendurchmesser berücksichtigen, für die Ladungsdichte den Wert

$$-\frac{e_j}{4\pi}\frac{e^{\varkappa a}}{1+\varkappa a}\varkappa^2\frac{e^{-\varkappa r}}{r}$$

an; es bedeutet darin r den Abstand vom Ion, und es wird nach Debye und Hückel die von ihnen eingeführte, der Wurzel aus der Verdünnung proportionale mittlere Dicke der Ionenatmosphäre gleich $\frac{1}{\varkappa}$ gesetzt. Wir erhalten dann, bei der äußeren Feldstärke $\mathfrak{E}$, für die Volumkraft:

$$\mathfrak{F} = -\mathfrak{E}e_j\frac{e^{\varkappa a}}{1+\varkappa a}\frac{\varkappa^2}{4\pi}\frac{e^{-\varkappa r}}{r} = -A\frac{e^{-\varkappa r}}{r}. \quad (3)$$

Die Kraft ist überall dem äußeren Feld parallel.

§ 3. Untersuchung des Stromsystems für den Fall, daß die gewöhnlichen hydrodynamischen Gesetze überall in der Flüssigkeit gelten. Wir setzen die Grenzbedingungen in einer von der üblichen etwas abweichenden Form an, nämlich einfach:

Die Geschwindigkeit soll in unendlicher Entfernung verschwinden. Alle an die Oberfläche des Ions grenzenden Flüssigkeitsteilchen sollen dieselbe Geschwindigkeit haben. Die totale Kraft auf das Ion soll gleich $\mathfrak{K}$ sein.

Die Gleichungen von Stokes lauten nun, wenn $\mathfrak{v}$ = Geschwindigkeit, p = Druck, η = Viskosität der Flüssigkeit:

$$\left.\begin{aligned}\eta\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v} &= -\mathrm{grad}\,p + \mathfrak{F}\\ \mathrm{div}\,\mathfrak{v} &= 0\end{aligned}\right| \quad (4)$$

Wir dürfen immer das Stromsystem in zwei Teile zerlegen:

$$\mathfrak{v} = \mathfrak{v}_1 + \mathfrak{v}_2$$

derart, daß $\mathfrak{v}_1$ dem Fall

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_1 &= \mathfrak{K}\\ \mathfrak{F}_1 &= 0\end{aligned}\right|$$

$\mathfrak{v}_2$ dem Fall

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_2 &= 0\\ \mathfrak{F}_2 &= \mathfrak{F}\end{aligned}\right|$$

entsprechen. Eine solche Zerlegung ist auch dann zulässig, wenn die Gleichungen (4) nicht mehr mit hinreichender Genauigkeit die Tatsachen beschreiben, sofern nur das Ohmsche Gesetz gilt.

Was wir letzten Endes suchen, ist nur die Geschwindigkeit des Ions. Wir kümmern uns deshalb nicht um die Einzelheiten im Stromsystem $\mathfrak{v}_1$, sondern stellen einfach fest, daß die Kraft $\mathfrak{K}$ dem Ion die Geschwindigkeit

$$V_1 = \frac{\mathfrak{K}}{\varrho_j}$$

erteilt, und suchen weiter den Anteil V_2, den das Kräftesystem $\mathfrak{F}$ zur Geschwindigkeit des Ions liefert.

Dafür zerlegen wir die Ionenatmosphäre in dünne konzentrische Kugelschalen, und untersuchen das Stromsystem $d\mathfrak{v}_2$, das von den zwischen den Abständen r und $r+dr$ vom Ion angreifenden Kräften herrührt. Wir gelangen sofort zum Ziel, wenn wir die Resultate von Stokes über die Bewegung der Kugel heranziehen. Nach Stokes bewegt sich bekanntlich eine Kugel vom Radius r unter Einwirkung der Kraft P mit der Geschwindigkeit

$$\frac{P}{6\pi\eta r}$$

durch die Flüssigkeit. Die pro Flächeneinheit von der Flüssigkeit auf die Kugel übertragene Kraft, die sich aus Druck und Reibungskraft zusammensetzt, ist dabei gleichmäßig über die Kugeloberfläche verteilt, und für alle Teile derselben der Bewegungsrichtung parallel und entgegengesetzt gerichtet[1]).

1) Vgl. Lamb, Hydrodynamics. Dritte Ausgabe S. 552.

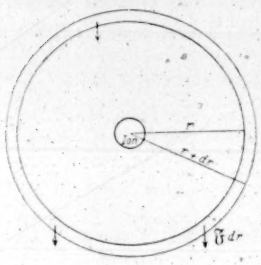


Fig. 2.

Es ist eben eine solche Kräfteverteilung, die uns bei dem obigen Problem begegnet. Die Kräfte sind parallel gerichtet und gleichmäßig verteilt, und betragen pro Flächeneinheit

$$\mathfrak{f} dr = -A \frac{e^{-\varkappa r}}{r} dr.$$

Wir folgern, daß sich das Innere der Kugelschale unter dem Einfluß des betrachteten Kräftesystems wie eine starre Kugel durch die Flüssigkeit bewegen wird. Es ist dabei ganz gleichgültig, daß sich innerhalb der Schale ein starres Gebilde, nämlich das Ion, befindet. Das Resultat bleibt auch bei der Annahme von einem beliebigen Reibungsmechanismus innerhalb der Kugelschale bestehen. Es ist nur notwendig, daß außerhalb derselben die gewöhnlichen hydrodynamischen Gesetze gelten.

Der Gesamtbetrag der Kräfte, die in der Kugelschale angreifen, ist gleich

$$4\pi r^2 \mathfrak{f} dr.$$

Diese Kraft erteilt der eingeschlossenen Flüssigkeitskugel, somit auch dem Ion, die Geschwindigkeit:

$$dV_2 = \frac{4\pi r^2 \mathfrak{f} dr}{6\pi\eta r} = \frac{2 r \mathfrak{f} dr}{3\eta} = \left| \begin{array}{l} \\ = -\frac{2}{3\eta} A e^{-\varkappa r} dr \end{array} \right| \quad (5)$$

Die Geschwindigkeiten außerhalb der Kugelschale interessieren uns wieder nicht; man kann dieselben ohne weiteres den Formeln von Stokes entnehmen. Um die durch das gesamte Kräftesystem $\mathfrak{f}$ bewirkte Geschwindigkeit des Ions zu finden, brauchen wir nur (5) zu integrieren. Wir erhalten:

$$V_2 = \int_{r=a}^{\infty} dV_2 = -\int_{r=a}^{\infty} \frac{2}{3\eta} A e^{-\varkappa r} dr = \left| \begin{array}{l} \\ = -\frac{2}{3\eta} A \frac{1}{\varkappa} e^{-\varkappa a} \end{array} \right| \quad (6)$$

oder mit Rücksicht auf (3):

$$V_2 = -\frac{\mathfrak{E} e_j}{6\pi\eta} \frac{\varkappa}{1 + \varkappa a}. \quad (7)$$

§ 4. Erweiterung der Voraussetzungen. Wir lassen jetzt die Annahme von der unbeschränkten Gültigkeit der hydrodynamischen Gesetze fallen, und fordern nur, daß dieselben außerhalb des Abstandes R von der Ionenmitte streng gelten sollen. Der Anteil, den die in größerer Entfernung angreifenden Kräfte zu V_2 liefern, ist immer noch mit Hilfe von (5) zu berechnen. Es ergibt sich sofort dafür:

$$V_2'' = \int_{r=a}^{\infty} dV_2 = -\frac{2}{3\eta} A \frac{1}{\varkappa} e^{-\varkappa R} = \left| \begin{array}{l} \\ = -\frac{\mathfrak{E} e_j}{6\pi\eta} e^{-\varkappa(R-a)} \frac{\varkappa}{1 + \varkappa a} \end{array} \right| \quad (8)$$

Für hinreichend kleine $\varkappa$ können wir die Glieder höherer Ordnung vernachlässigen, so daß man erhält:

$$V_2'' \backsimeq -\frac{\mathfrak{E} e_j}{6\pi\eta} \varkappa. \quad (9)$$

Für die innerhalb des Abstandes R angreifenden Kräfte läßt sich zeigen, daß ihr Gesamtbetrag bei kleinen Konzentrationen proportional $\varkappa^2$ ist, da:

$$\int_a^R 4\pi r^2 A \frac{e^{-\varkappa r}}{r} dr \backsimeq \int_a^R 4\pi r A e^{-\varkappa a} dr =$$

$$= 4\pi A e^{-\varkappa a} = \frac{1}{2} \mathfrak{E} e_j \frac{\varkappa^2}{1 + \varkappa a}.$$

Beim Übergang von der Kraft zur Geschwindigkeit tritt ein Proportionalitätsfaktor auf, von dem wir nichts anderes wissen, als daß er immer endlich bleibt. Daraus schließen wir, daß der von diesen Kräften gelieferte Beitrag zur Geschwindigkeit des Ions bei kleinen Konzentrationen wenigstens ebenso schnell wie der Gesamtbetrag der Kräfte abnimmt, d. h. proportional $\varkappa^2$ ist. Dann dürfen wir ihn aber bei kleinen Konzentrationen neben V_2', das proportional mit $\varkappa$ verschwindet, vernachlässigen. Es gibt demnach bei kleinen Konzentrationen:

$$V_2 \backsimeq V_2' \backsimeq -\frac{\mathfrak{E} e_j \varkappa}{6\pi\eta}. \quad (10)$$

Wir erhalten somit für die Geschwindigkeit des Ions in erster Näherung[1]):

$$V = V_1 + V_2 = \frac{\mathfrak{K}}{\varrho_j} - \frac{\mathfrak{E} e_j \varkappa}{6\pi\eta} \quad (11)$$

1) Die Formel (11) ist nicht neu; man erhält dieselbe ohne weiteres aus derjenigen von Debye und Hückel, wenn man den „elektrophoretischen Radius" dieser Autoren mit dem nach Stokes aus der Beweglichkeit der Ionen berechneten Radius identifiziert. Man vergleiche E. Hückel, „Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften" III, 267 (1924). Fußnote.

und diese Formel muß, wenn die gewöhnlichen hydrodynamischen Gesetze außerhalb einer gewissen Entfernung vom Ion streng gelten, das Grenzgesetz der Elektrophorese genau darstellen. Die Geschwindigkeit eines Ions wird danach durch Elektrophorese um einen seiner Ladung und der Wurzel aus der gesamten Ionenstärke proportionalen, von seiner Beweglichkeit in erster Näherung unabhängigen Betrag vermindert.

§ 5. Orientierende Untersuchung über den Einfluß der Elektrophorese auf die Leitfähigkeit. Nach Debye und Hückel ist

$$\varkappa^2 = \frac{4\pi}{DkT} \Sigma n_i e_i^2,$$

wenn D die Dielektrizitätskonstante, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, n_i die Anzahl der in einer Volumeneinheit enthaltenen Ionen von der Sorte i und e_i ihre Ladungen bedeuten. Für einen ein-einwertigen Elektrolyten in Wasser von 18° C wird, wenn wir nach Drude $D = 81{,}3$ setzen:

$$\varkappa = 0{,}3319 \cdot 10^8 \sqrt{\gamma}$$

(γ = molare Konzentration). Es berechnet sich in diesem Falle für die elektrophoretische Geschwindigkeitsverminderung jedes Ions, indem $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ e. st. E., $\eta = 0{,}01055$, bei einem Potentialgefälle von 1 Volt pro cm:

$$\Delta v = 0{,}000265 \sqrt{\gamma}$$

bzw. eine Verminderung der molaren Leitfähigkeit jedes einzelnen Ions um den Betrag

$$\Delta l_1 = \Delta l_2 = 25{,}6 \sqrt{\gamma}.$$

Die molare Leitfähigkeit des Elektrolyten wird demnach z. B. in 0,01 molarer Lösung, unabhängig von ihrem totalen Betrag, um rund 5 Einheiten herabgesetzt, was für HCl 1,3 Proz., für KCl etwa 4 Proz., für $LiJO_3$ mehr als 7 Proz. der Leitfähigkeit bei unendlicher Verdünnung ausmacht.

Es liegt hierin eine Erklärung dafür, daß bei binären Elektrolyten die am besten Leitenden auch Leitfähigkeitskoeffizienten $\left(\frac{\Delta}{\Delta_\infty}\right)$ besitzen, welche am wenigsten von 1 verschieden sind. Wir werden in einer folgenden Mitteilung sehen, daß, im Gegensatz zur Elektrophorese, die Ionenkräfte für alle ein-einwertigen Elektrolyte, in denen nur zwei Ionenarten vorkommen, dieselbe relative Leitfähigkeitsverminderung bewirken.

Trondhjem, Dezember 1925.

(Eingegangen 27. April 1926.)

Über die Ausbeute an sichtbarem Licht bei der Erregung von Phosphoren mit langsamen Kathodenstrahlen (Kathodofluoreszenz).

Von W. Kordatzki, A. Schleede u. F. Schroeter.

Damit eine Strahlungsquelle zur Lichtquelle wird, müssen von ihr Wellen von ganz bestimmter Länge ausgehen. Nur wenn die Wellenlänge zwischen 400 und 760 $\mu\mu$ beträgt, entsteht im menschlichen Auge eine Lichtempfindung. Die übrige von der Strahlungsquelle ausgehende Strahlung wird vom Auge nicht in Lichtempfindung umgesetzt, ist also unnütz vergeudete Energie. Daraus geht unmittelbar hervor, daß die Strahlungsquelle um so ökonomischer arbeitet, je kleiner der Anteil an unsichtbarer Strahlung ist. Diese Kennzeichnung der Ökonomie würde hinreichend sein, wenn das Auge innerhalb des ganzen Intervalls von 400 bis 760 $\mu\mu$ gleichmäßig empfindlich wäre. Dies ist jedoch nicht der Fall und muß bei der Bewertung der Strahlungsquelle als Lichtquelle ebenfalls berücksichtigt werden.

Als „energetische Ökonomie" definiert man das Verhältnis der sichtbaren Strahlungsenergie zur Gesamtstrahlung. Die energetische Ökonomie ist also gegeben durch den Quotienten:

$$\frac{\int_{400}^{760} E_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda \cdot d\lambda},$$

wenn E_λ die Strahlungsenergie für den Wellenlängenbezirk $d\lambda$ zwischen den Wellen λ und $\lambda + d\lambda$ ist.

Als „photometrische Ökonomie" wird das Verhältnis von Flächenhelligkeit zur Gesamtstrahlung definiert. Die Flächenhelligkeit ist identisch mit der in Lichtempfindung umgesetzten sichtbaren Strahlungsenergie. Bei der photometrischen Ökonomie wird also die Tatsache berücksichtigt, daß gleiche Emissionsenergiemengen, wenn sie innerhalb verschiedener Spektralgebiete ausgesandt werden, in ganz verschieden hohem Maße von den Zapfen des Auges nutzbar verwertet und in Lichtempfindung umgesetzt werden. Diese Abhängigkeit wurde von Ives[1]) und Bender[2]) untersucht. Die Zapfenempfindlichkeitskurve enthält die Wellenlängen als Abszissen, die ihnen entsprechenden prozentualen Empfindlichkeiten ε_λ als Ordinaten. Für $\lambda = 550\ \mu\mu$ ist die Empfindlichkeit am größten, 100 Proz. Die photometrische Öko-

1) Ives, Phys. Rev. **35**, 401, 1912.
2) Bender, Ann. d. Phys. **45**, 105, 1914.

nomie ist demnach gegeben durch den Quotienten:

$$\frac{\int_{400}^{760} E_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda \cdot d\lambda}.$$

Schließlich ist noch die „technische Ökonomie" zu erwähnen. Diese wird definiert als das Verhältnis der Flächenhelligkeit (in Hefnerkerzen ausgedrückt) zur zugeführten Gesamtenergie. Wird bei der Lichtquelle die ganze zugeführte Energie in Strahlungsenergie (sichtbar und unsichtbar) verwandelt, so ist die technische Ökonomie — abgesehen von der Maßeinheit — identisch mit der photometrischen Ökonomie.

Da die unten zu beschreibenden Messungen sich auf die Hefnerkerzen beziehen, so soll hier noch Folgendes vorweggenommen werden: Die spektrale Energieverteilung der Hefnerlampe wurde von Tumlirz[1], Ångström[2] und Hertzsprung[3] bestimmt. Die Ångströmschen Messungen beziehen sich auf die von einer Hefnerlampe in horizontaler Richtung in 1 m Entfernung pro Sekunde auf 1 qcm auffallende Energie. Die Ångströmsche Energiekurve enthält die Wellenlängen in μ als Abszissen eingetragen, die Effekte L in cal/sec als Ordinaten für das Wellenlängengebiet von 0 bis λ. Man findet also die Energie pro Sekunde für ein Intervall des Spektrums, indem man die Differenz der begrenzenden Ordinaten bildet. Für das ganze sichtbare Spektrum ist der Effekt $20{,}6 \cdot 10^{-8}$ cal/sec. Der größte Teil der Energie der Hefnerlampe wird im roten Spektralgebiet gestrahlt, d. h. also in einem Gebiet, in dem unser Auge — wie schon gesagt — die Energie nicht mehr maximal verwertet. Berücksichtigt man die Ivessche Zapfenempfindlichkeit, so findet man, daß zur Erzeugung der gleichen Helligkeitsempfindung $3{,}0 \cdot 10^{-8}$ cal/sec, also $^1/_7$ der im ganzen sichtbaren Gebiet ausgestrahlten Energie ausreichen würde, wenn die Strahlung beim Maximum der Zapfenempfindlichkeit, d. h. also in der Gegend um 550 $\mu\mu$ herum stattfinden würde. Rechnet man diese Werte um auf die gesamte, von einer Hefnerkerze in den Raum ausgestrahlte Lichtenergie, so zeigt sich, daß man mit 1 Watt rund 9 HK Helligkeitsempfindung erzeugen kann, wenn die Strahlung nur im sichtbaren Gebiet stattfindet und die spektrale Zusammensetzung der Hefnerlampe hat, dagegen rund 65 HK. Helligkeitsempfindung, wenn die Lichtquelle nur beim Reizmaximum strahlt[1]). Dieser Wert ist die höchst erreichbare technische Ökonomie. Es wird dann die gesamte zugeführte Energie in Lichtstrahlung zwischen 540 und 560 $\mu\mu$ umgesetzt. Unsere gebräuchlichen Lichtquellen sind weit von dieser idealen Höchstgrenze entfernt. Die mit Hilfe einer elektrischen Glühlampe erreichte Lichtausbeute beträgt bestenfalls 2 HK. Watt (Halbwattlampe).

Die gebräuchlichen Lichtquellen sind Temperaturstrahler und strahlen hauptsächlich im roten und ultraroten Wellenlängengebiet, d. h. also in Wellenlängen, die nichts zur Lichtempfindung beitragen. Anders liegen nun die Verhältnisse bei den festen Lumineszenzstrahlern. Diese strahlen in bestimmten abgegrenzten Wellenlängengebieten von ca. 150 $\mu\mu$ Breite, wobei das betreffende Wellenlängengebiet für das betreffende lumineszenzfähige Material charakteristisch ist. Es ist daher von Interesse, die Ökonomie besonders von solchen Lumineszenzstrahlern zu untersuchen, die in der Gegend des Reizmaximums strahlen.

Zur Erregung eines festen Lumineszenzstrahlers kann man sich zweier verschiedener Erregungsarten bedienen: Erregung mit Wellenlängen, die kürzer sind als diejenigen des ausgestrahlten Lumineszenzlichtes und Erregung durch Kathodenstrahlen. Nach den Feststellungen Lenards[2]) ist der Energieumsatz bei der Photoerregung nahezu gleich 1, d. h. es findet eine Transformierung der Wellenlängen von kürzeren nach längeren Wellen zu statt ohne Energieverlust. Da ultraviolette Strahlung zur Lichtempfindung nichts beiträgt, so könnte die Photoerregung für den Umsatz dieser Strahlung z. B. der Hg-Resonanzlinie 253,7 $\mu\mu$[3]) in sichtbare Strahlung nutzbringend verwertet werden. Hierfür müßte ein Erregungsmaximum des Lumineszenzstrahlers mit der ultravioletten Wellenlänge zusammenfallen. Für die Ökonomieberechnung muß in diesem Fall die Erzeugungsenergie der ultravioletten Strahlung in Betracht gezogen werden. — Für die Ökonomie des Energieumsatzes bei der Erregung von Phosphoren durch Kathodenstrahlen zur Kathodofluoreszenz liegen Messungen von Ebert[3] und Lenard[4]) vor.

Ebert benutzt zur Lumineszenzerregung Wechselströme von hoher Frequenz, die er durch Kondensatorentladungen in der Lecherschen Anordnung herstellt. Das Lumineszenzpräparat,

1) Tumlirz, Wied. Ann. **38**, 640, 1899; Physik. Zeitschr. 5, 156, 1904.
2) Ångström, Phys. Rev. **17**, 302, 1903; Physik. Zeitschr. 5, 456, 1904.
3) Hertzsprung, Physik. Zeitschr. **5**, 34, 1904.

1) Vgl. hierzu Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik S. 248. Ferner Tab. 1.
2) Lenard, Heidelb. Ber. 1914, 13. Abh. S. 63 u. 70.
3) Ebert, Wied. Ann. **53**, 158, 1894.
4) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **12**, 449, 1903

über dessen Art keine näheren Angaben gemacht werden, befindet sich im Innern einer Glaskugel. Die beiden Hälften der Glaskugel sind mit Stanniolringen belegt. Verbindet man diese Belegungen mit der Lecherschen Anordnung, so werden abwechselnd von den beiden Belegungen Kathodenstrahlen ausgehen, die in der Mitte der Kugel, wo sich das Präparat befindet, konzentriert weden. Die Einzelheiten der Energieberechnung werden von Ebert nicht angegeben, er schätzt jedoch auf eine Energieausbeute von 25000 HK/Watt. Wir wissen jedoch heute, daß ein beliebiger Strahler niemals mehr als 65 HK/Watt zu liefern vermag. Die Energieschätzungen von Ebert müssen also sicher fehlgegriffen sein.

Lenard verwendet zu seinen Messungen eine Entladungsröhre mit ungefähr 10 cm voneinander entfernten scheibenförmigen Elektroden. Die Kathode besteht aus metallischem Zink, während auf der anderen Elektrode das Phosphormaterial mit Hilfe von Wasserglas befestigt ist. Einige Millimeter vor den Elektroden sind geerdete Drahtnetze befestigt. Läßt man nun ultraviolettes Licht von einer Zinkbogenlampe durch ein Quarzfenster hindurch auf die Zinkelektrode fallen, so werden Elektronen ausgelöst. Legt man weiter an die Zinkelektrode ein negatives Potential, so werden die Elektronen gradlinig fortgeführt und treffen auf die, das Phosphormaterial tragende Elektrode. Durch ein beliebig hohes negatives Potential, das man an die Elektrode mit dem Phosphormaterial anlegen kann, läßt sich die Geschwindigkeit der Elektronen auf dem Wege zwischen dieser Elektrode und dem unmittelbar vor ihr befindlichen geerdeten Drahtnetz beliebig variieren. Als photometrisches Vergleichsfeld dient der vom reflektierten erregenden Licht getroffene Teil des Phosphoreszenzschirmes selbst, indem die Kathodenstrahlen mit Hilfe eines kleinen Elektromagneten so weit abgelenkt werden, daß der von den Kathodenstrahlen hervorgerufene Lumineszenzfleck unmittelbar neben der vom Licht getroffenen Stelle erscheint.

Lenard wird durch diesen Kunstgriff unabhängig von den Schwankungen der Intensität des erregenden Zinkbogenlichtes. — Das Phosphormaterial ist durch Natronwasserglas auf der Elektrode befestigt. Lenard nimmt an, daß die Leitfähigkeit des Materials dann ausreicht, daß die gesamten auf den Phosphor auftreffenden Elektronen tatsächlich durch die Elektrode abgeleitet werden. Diese Annahme Lenards ist entscheidend für die Energieberechnung, doch erscheint es zweifelhaft, ob diese Annahme auch tatsächlich zutrifft. Die Elektronen passieren z. B. bei einem Versuch das unmittelbar vor der Elektrode befindliche geerdete Drahtnetz mit einer Geschwindigkeit von 1490 Volt. Da bei diesem Versuch die Elektrode auf — 1000 Volt geladen ist, so werden die Elektronen in dem Zwischenraum zwischen dem Drahtnetz und der Elektrode auf 490 Volt abgebremst und treffen mit dieser Geschwindigkeit auf das Phosphormaterial. Werden jedoch bei diesem Auftreffen Sekundärelektronen ausgelöst, so bewegen sich diese mit einer Geschwindigkeit von 1000 Volt wieder zum Netz zurück. Durch Vergleich des Lumineszenzflecks mit einer Hefnerlampe fand Lenard eine Ausbeute von 10 HK/Watt. Der Vergleich wurde nicht spektralphotometrisch durchgeführt. Dies würde jedoch größenordnungsmäßig kaum einen wesentlichen Unterschied bewirken. Die im Vergleich zu

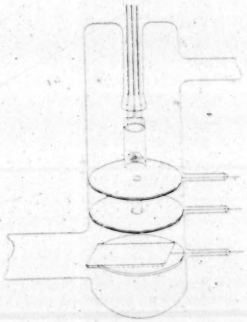


Fig. 1.

den sonstigen Lichtquellen sehr hohe Energieausbeute könnte beleuchtungstechnisch von hohem Werte werden und gab die Veranlassung dazu, die Energieausbeute erneut zu bestimmen.

Das bereits eben besprochene Bedenken, daß bei der Lenardschen Anordnung vielleicht nicht der gesamte auf das Phosphormaterial auftreffende Elektronenstrom zur Messung gelangt, veranlaßte uns von vornherein, eine andere Entladungsröhre für unsere Messungen zu benutzen. Das Entladungsrohr ist in Fig. 1 abgebildet. Als Elektronenquelle wird ein elektrisch heizbarer Platindraht von 0,17 mm Stärke und 70 mm Länge in Anwendung gebracht. Der Draht ist zu einer scheibenförmigen Spirale von ca. 4 mm Durchmesser aufgewickelt und durch zwei stärkere Platindrähte so gehalten, daß die Scheibenebene senkrecht zur Strahlungsrichtung steht. Um eine Elektronenemission bei möglichst niederer Temperatur zu erreichen, bei der vom Platindraht keine sichtbare Strahlung ausgeht, ist auf der Spirale ein Oxydüberzug nach Wehnelt

Hefnerlampe.

λ in μ	$h \cdot 10^8$ (cal sec)	ε_λ in Proz.	$\varepsilon_\lambda \cdot h \cdot 10^8$ (cal sec)
0.41—0.42	0.008	4.0	0.000
0.42—0.43	0.011	5.5	0,001
0.43—0.44	0.015	7.5	0,001
0.44—0.45	0,020	11.0	0.002
0.45—0,40	0,026	15.5	0,004
0,40—0,47	0.035	20.5	0,007
0.47—0,48	0.044	26.7	0,012
0.48—0,49	0,056	36.0	0,020
0.49—0,50	0,068	47.5	0.032
0.50—0,51	0,088	59.0	0,052
0,51—0,52	0,106	72.5	0,077
0,52—0,53	0.129	91.0	0,117
0,53—0.54	0.135	97.0	0,150
0.54—0.55	0.185	99.5	0.134
0.55—0.56	0.219	99.0	0.217
0.56—0.57	0.257	94.5	0.243
0.57—0.58	0.300	88.0	0.264
0.58—0.59	0 351	79.5	0.279
0,59—0,60	0.397	68.0	0.263
0,60—0,61	0,457	56,0	0,266
0,61—0,62	0,520	43.0	0.224
0,62—0,63	0.590	32.0	0,189
0,63—0,64	0.662	22,5	0.149
0,64—0,65	0.744	15,0	0.112
0.65—0,66	0,827	9.0	0.074
0,66—0.67	0,920	4.5	0.041
0.67—0,68	1.036	2.0	0.020
0,68—0,69	1.099	1,0	0.011
0.69—0,70	1,230	0,5	0.006
0.70—0,71	1.399	0.4	0,005
0,71—0,72	1,461	0,3	0.004
0,72—0,73	1.590	0.2	0.003
0.73—0,74	1.712	0.2	0.002
0.74—0,75	1.850	0,1	0,002
0.75—0,76	1.985	0.1	0.002
	20.6		3.0

$\Sigma h = 20{,}6 \cdot 10^{-8}$ cal/sec
$40000\,\pi\,\Sigma h = 26{,}6 \cdot 10^{-3}$ cal sec
$= 0{,}11$ Watt
1 Watt = 9,1 HK

$P = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot h = 3{,}0 \cdot 10^{-8}$ cal sec
$Q = 40000\,\pi\,\Sigma \varepsilon_\lambda \cdot h = 3{,}8 \cdot 10^{-3}$ cal sec
$= 0{,}0158$ Watt
1 Watt = 63 HK

aus einem besonderen Oxydgemisch angebracht. Zur Konzentrierung der Kathodenstrahlen nach unten ist die Spirale von einem 10 mm weiten und 20 mm hohen Eisenblechzylinder umgeben. Unterhalb der Kathode sind zwei Blenden aus Eisenblech angeordnet. Die oberste Blende trägt in der Mitte eine Öffnung von 4 mm Weite, die sich nach unten zu einem Rohre fortsetzt. Das Loch der untersten Blende ist 6 mm weit. Durch diese Öffnung ragt das Rohr der obersten Blende ca. 1 mm vorstehend, jedoch ohne Berührung mit der unteren Blende. In 20 mm Abstand von der unteren Blende befindet sich der ebenfalls aus Eisenblech hergestellte Präparatenträger. Das Präparat selbst wird auf einem entsprechend geformten Eisenblech durch das Seitenansatzrohr eingeführt, worauf dieses Rohr jedes Mal zugeschmolzen wird. Beide Blenden und der Präparatenhalter sind mit Drahtdurchführungen nach außen versehen zum Zweck der Strom- und Spannungsmessung.

Bringt man nun in ein solches Rohr einen Phosphor, erdet dann Blenden und Präparatenhalter und legt darauf ein negatives Potential von 200 bis 400 Volt an die Kathode, so zeichnet sich auf dem Präparat ein kreisförmiger, scharf begrenzter Lichtfleck ab. Bei sauberem Vakuum kann man diesen Fleck stundenlang aufrechterhalten, ohne daß die Intensität des Flecks nachläßt. Bei schlechtem Vakuum zeigen sich jedoch sehr schnell Ermüdungserscheinungen und das Präparat färbt sich dunkel. Mißt man nun die durch die Drahtansätze abfließenden Ströme, so findet man, daß durch den Präparatenhalter überhaupt kein Strom abfließt, und daß es für die Intensität des Lichtflecks ganz gleichgültig ist, ob der Präparatenhalter geerdet wird oder isoliert bleibt. Der gesamte, durch das Rohr der oberen Blende hindurchgelangende und die Lumineszenz bewirkende Elektronenstrom fließt durch die untere Blende ab. Läßt man dagegen die untere Blende isoliert, so sperrt sich der

Ökonomie bei $ZnS-Cu$.

Für $a = 0{,}36$ qcm, $b = 15$ cm, $c = 30^0$ und $R_a = 0{,}919$ ist:

λ in μ	c	d	$u \cdot 10^8$ (cal sec)	ε_λ	$\varepsilon_\lambda \cdot u \cdot 10^8$ (cal sec)
0.41—0.42	4.5	23.5	0.67	4.0	0.027
0.42—0.43	4.5	38.8	1.53	5.1	0.034
0.43—0.44	4.5	45.9	2.45	7.5	0.183
0.44—0.45	4.5	45.7	3.25	11.0	0.357
0.45—0.46	4.5	39.9	3.69	15.5	0.571
0.46—0.47	4.5	50.2	0.23	20.5	1.280
0.47—0.48	4.5	55.9	8.74	26.7	2.332
0.48—0.49	4.4	73.2	14.89	36.0	5.361
0.49—0.50	4.4	83.4	20.60	47.5	9.786
0.50—0.51	4.4	67.9	21.71	59.0	12.808
0.51—0.52	4.3	55.3	21.79	72.5	15.797
0.52—0.53	4.3	39.1	18.70	91.0	17.061
0.53—0.54	4.2	24.7	14.57	97.0	14.134
0.54—0.55	4.2	16.8	11.83	99.5	11.769
0.55—0.56	4.1	8.6	7.34	99.0	7.269
0.56—0.57	4.1	3.9	3.91	94.5	3.692
0.57—0.58	4.1	2.9	3.47	88.0	2.985
0.58—0.59	4.1	1.6	2.19	79.5	1.741
0.59—0.60	4.1	1.1	1.70	68.0	1.158
0.60—0.61	4.2	0.6	1.04	56.0	0.584
0.61—0.62	4.3	0.5	0.97	43.0	0.416
0.62—0.63	4.3	0.2	0.44	32.0	0.140
0.63—0.64	4.4	0.1	0.24	22.5	0.054
0.64—0.65	4.5	0.1	0.20	15.0	0.040
			172.27		109.628

$$U = \Sigma u = 172{,}27 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec} \qquad S = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot u = 109{,}63 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec}$$

$$T = \frac{S}{Q} = 0{,}000287 \text{ HK}$$

Aufgewandte elektrische Energie: Stromstärke 0.001169 MA
Spannung 439.0 Volt

$$E = 0{,}0004695 \text{ Watt} = 0.0001122 \text{ cal sec}$$

Ökonomie: energetisch $D_e = \frac{U}{E} \cdot 100 = 1.5$ Proz.

photometrisch $D_p = \frac{S}{E} \cdot 100 = 1{,}0$ Proz.

technisch $\ddot{U} = \frac{T}{E} = 0.6$ HK/Watt

Strom selbst bei geerdetem Präparatenträger von selbst, wobei zu berücksichtigen bleibt, daß wir nicht — wie Lenard — das Präparat zusammen mit Wasserglas auftrugen. Trotzdem wird durch diese Feststellungen unser gegen die Lenardsche Anordnung geäußertes Bedenken gestützt. Um einen Elektronenstrom von der Leuchtsubstanz zur unteren Blende zu ermöglichen, muß ein — wenn auch geringes — negatives Potential vorhanden sein. Da die Messung der Aufladung des Präparates selbst infolge seiner isolierenden Eigenschaften nicht zu ermöglichen war, ließen wir den Elektronenstrom auf eine an die Stelle des Präparats gebrachte Blechplatte treffen, ohne den Präparatenhalter zu erden und maßen die Spannungsdifferenz zwischen dem Blech und der unteren geerdeten Blende mit Hilfe eines Wulfschen Elektrometers. Es ergab sich bei etwa 440 Volt Gesamtspannung eine Potentialdifferenz von 10 Volt.

Wie bereits erwähnt, mußte für sauberstes Vakuum gesorgt werden. Um Entgasungen von den Metallteilen her zu vermeiden, wurden diese

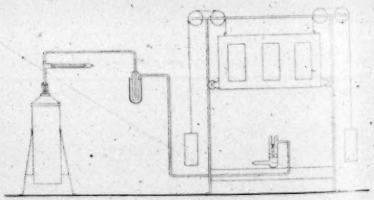


Fig. 2.

zunächst in einem besonderen Porzellanrohr im Wasserstoffstrom und dann im Kathodenstrahlvakuum je 3 Stunden bei 900° ausgeglüht. Zum Evakuieren wurde die in Fig. 2 dargestellte

Ökonomie bei $ZnSCdS—Cu$.

Für $a = 0{,}49$ qcm, $b = 15$ cm, $\alpha = 30^0$ und $R_\alpha = 0{,}191$ ist:

λ in μ	c	d	$n \cdot 10^8$ (cal/sec)	ε_λ	$\varepsilon_\lambda \cdot n \cdot 10^8$ (cal/sec)
0,41—0,42	4,5	3	0,12	4,0	0,005
0,42—0,43	4,5	5	0,27	5,5	0,015
0,43—0,44	4,5	7	0,51	7,5	0,038
0,44—0,45	4,5	15	1,45	11,0	0,160
0,45—0,46	4,5	20	2,51	15,5	0,390
0,46—0,47	4,5	27	4,57	20,5	0,937
0,47—0,48	4,5	24	5,11	26,7	1,363
0,48—0,49	4,4	28	7,75	36,0	2,791
0,49—0,50	4,4	30	10,09	47,5	4,791
0,50—0,51	4,4	33	14,36	59,0	8,472
0,51—0,52	4,3	39	20,91	72,5	15,163
0,52—0,53	4,3	40	26,11	91,0	23,760
0,53—0,54	4,2	50	40,14	97,0	38,940
0,54—0,55	4,2	55	52,71	99,5	52,440
0,55—0,56	4,1	56	65,08	90,0	64,430
0,56—0,57	4,1	41	55,91	94,5	52,840
0,57—0,58	4,1	40	63,68	88,0	56,030
0,58—0,59	4,1	24	45,72	79,5	36,030
0,59—0,60	4,1	13	27,39	68,0	18,635
0,60—0,61	4,2	8	18,94	56,0	10,615
0,61—0,62	4,3	8	21,05	43,0	9,050
0,62—0,63	4,3	4	11,94	32,0	3,821
0,63—0,64	4,4	3	9,82	22,5	2,221
0,64—0,65	4,5	2	7,19	15,0	1,079
0,65—0,66	4,5	1	4,00	9,0	0,360
0,66—0,67	4,5	1	4,45	4,5	0,200
0,67—0,68	4,6	0,8	3,92	2,0	0,078
0,68—0,69	4,6	0,5	2,60	1,0	0,026
0,69—0,70	4,7	0,3	1,71	0,5	0,009
			509,61		404,675

$U = \Sigma n = 509{,}61 \cdot 10^{-8}$ cal/sec $\quad S = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot n = 404{,}68 \cdot 10^{-8}$ cal/sec

$$T = \frac{S}{Q} = 0{,}00106 \text{ HK}$$

Aufgewandte elektrische Energie: Stromstärke 0,00480 MA
Spannung 439,0 Volt

$E = 0{,}002112$ Watt $= 0{,}0005046$ cal/sec

Ökonomie: energetisch $D_e = \frac{U}{E} \cdot 100 = 1{,}019$ Proz.

photometrisch $D_p = \frac{S}{E} \cdot 100 = 0{,}8$ Proz.

technisch $D = \frac{T}{E} = 0{,}5$ HK/Watt

Versuchsanordnung in Anwendung gebracht. Die gesamte Apparatur war ohne Schliffe verblasen. Es wurde mit einer Vollmerschen Stufenstrahlpumpe über Phosphorpentoxyd gepumpt, wobei das Rohr zunächst 3 Stunden lang durch eine entsprechende Überschiebheizung bis ungefähr 350° erhitzt wurde. Dann wurde die Quecksilberfalle mit flüssiger Luft gekühlt und nach dem langsamen Erkalten des Entladungsrohrs mit den Messungen begonnen.

Die Intensitätsmessungen der von dem Lumineszenzfleck ausgehenden Lichtintensität wurde durch spektralphotometrischen Vergleich des Lumineszenzfleckes mit der Hefnerlampe ausgeführt. Hierzu bedienten wir uns des von v. Hauer und v. Kowalski[1]) angegebenen, speziell für Lumineszenzeffekte konstruierten Spektralphotometers. Bei diesem Photometer wird die Intensität des durch eine Linse auf den Spalt des Apparates konzentrierten Lumineszenzlichts verglichen mit dem Spektrum einer kleinen, in einer Photometerkugel befindlichen elektrischen Glühlampe. Mit Hilfe zweier verschiebbarer Blenden lassen sich eng begrenzte Spektralbereiche ausblenden und durch zwei Nikolsche Prismen auf gleiche Intensität einstellen. Mit Hilfe dieses Photometers wurde nun zunächst der Lumineszenzfleck durchphotometriert und

1) v. Hauer und v. Kowalski, Physik. Zeitschr. 15, 322, 1914.

Ökonomie bei $Zn_2SiO_4 - Mn$.

Für $a = 0{,}49$ qcm, $b = 15$ cm, $\alpha = 30^0$ und $R_\alpha = 0{,}919$ ist:

λ in μ	c	d	$n \cdot 10^8$ (cal/sec)	ε_λ	$\varepsilon_\lambda \cdot n \cdot 10^8$ (cal/sec)
0,43—0,44	4,5	1,3	0,09	7,5	0,697
0,44—0,45	4,5	1,5	0,15	11,0	0,816
0,45—0,46	4,5	1,7	0,21	15,5	0,033
0,46—0,47	4,5	2,8	0,47	20,5	0,097
0,47—0,48	4,5	9,6	1,83	26,7	0,489
0,48—0,49	4,4	15,0	4,15	136,0	1,495
0,49—0,50	4,4	44,5	13,96	47,5	7,197
0,50—0,51	4,4	74,4	32,37	59,0	19,100
0,51—0,52	4,3	100,0	53,03	72,5	38,882
0,52—0,53	4,3	95,0	62,00	91,0	56,423
0,53—0,54	4,2	62,9	50,50	97,0	48,985
0,54—0,55	4,2	22,7	21,75	99,5	21,644
0,55—0,56	4,1	12,5	14,53	99,0	14,381
0,56—0,57	4,1	8,9	12,14	94,5	11,470
0,57—0,58	4,1	4,4	7,0	88,0	6,164
0,58—0,59	4,1	1,7	3,17	79,5	2,517
0,59—0,60	4,1	0,8	1,69	68,0	1,140
0,60—0,61	4,2	0,7	1,66	56,0	0,928
0,61—0,62	4,3	0,4	1,05	43,0	0,453
0,62—0,63	4,3	0,3	0,90	32,0	0,287
0,63—0,64	4,4	0,3	0,98	22,5	0,221
0,64—0,65	4,5	0,2	0,72	15,0	0,108
			285,95		231,932

$$U = \Sigma n = 285{,}95 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec} \qquad S = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot n = 231{,}95 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec}$$

$$T = \frac{S}{Q} = 0{,}000608 \text{ HK}$$

Aufgewandte elektrische Energie: Stromstärke 0,01069 MA
Spannung 439,9 Volt

$$E = 0{,}00469 \text{ Watt} = 0{,}00112 \text{ cal/sec}$$

Ökonomie: energetisch $D_e = \frac{U}{E} \cdot 100 = 0{,}26$ Proz.

photometrisch $D_p = \frac{S}{E} \cdot 100 = 0{,}21$ Proz.

technisch $U = \frac{T}{E} = 0{,}13$ HK Watt

dann ein gleich großer und in gleichem Abstand befindlicher Magnesiumoxydfleck, der durch eine Hefnerlampe beleuchtet wurde.

Gang der Berechnung.

Der Magnesiumoxydfleck habe eine Größe von a qcm. Ist die Hefnerlampe in b cm horizontaler Entfernung von ihm aufgestellt, so kann man die pro sec auf ihn auftreffende Energie für ein Intervall von λ_1 bis λ_2 auf Grund folgender Betrachtungen berechnen. Nach Ångström ist die auf ein Flächenstück von 1 qcm in 1 m horizontaler Entfernung von der Hefnerlampe pro sec auftreffende Energiemenge innerhalb dieses Wellenlängenbereichs h cal. Dann trifft auf ein Flächenstück von a qcm in b cm horizontaler Entfernung die Energiemenge $k = h \frac{10000\, a}{b^2} \frac{\text{cal}}{\text{sec}}$. Das diffuse Reflexionsvermögen von Magnesiumoxyd ist nach Messungen von Henning und Heuse bekannt; es sei in Richtung eines Austrittswinkels α gleich $R\alpha$. Da ein Unterschied für die einzelnen Farben von den beiden Beobachtern mit Sicherheit nicht festgestellt werden konnte, kann $R\alpha$ für alle λ als konstant angenommen werden. Unter dem Beobachtungswinkel α beobachtet man dann eine der Emissionsenergie $l = r \cdot R\alpha \frac{\text{cal}}{\text{sec}}$ entsprechende Helligkeit des Magnesiumoxydflecks. Sie betrage gemäß photometrischer Messungen $\frac{c}{100}$ von der des Vergleichnormals des Photometers (Photometerkugel mit Glühlämpchen). Die Helligkeiten zweier gleich großer Flächen verhalten sich nun für eine Farbe wie ihre Emissionsvermögen. Folglich kann man, wenn man die Helligkeit des gleich großen Lumineszenzflecks aus der gleichen Entfernung und unter dem gleichen Winkel beobachtet — sie betrage $\frac{d}{100}$ von der des Vergleichnormals — auf die Emissionsenergie

Ökonomie bei $MgS - Ce$.

Für $a = 0{,}25$ qcm, $b = 15$ cm, $\alpha = 30^0$ und $R_\alpha = 0{,}919$ ist:

λ in μ	c	d	$n \cdot 10^8$ (cal/sec)	ε_λ	$\varepsilon_\lambda \cdot n \cdot 10^8$ (cal/sec)
0,45—0,46	4,5	0,2	0,01	15,5	0,002
0,46—0,47	4,5	2,5	0,22	20,5	0,042
0,47—0,48	4,5	8,0	0,87	26,7	0,232
0,48—0,49	4,4	20,0	2,83	36,0	1,007
0,49—0,50	4,4	56,0	9,61	47,5	4,563
0,50—0,51	4,4	76,0	16,87	59,0	9,995
0,51—0,52	4,3	79,0	21,62	72,5	15,672
0,52—0,53	4,3	58,0	19,31	91,0	17,575
0,53—0,54	4,2	36,0	14,75	97,0	17,304
0,54—0,55	4,2	29,0	14,18	99,5	14,107
0,55—0,56	4,1	18,0	10,67	99,0	90,565
0,56—0,57	4,1	14,0	9,74	94,5	9,205
0,57—0,58	4,1	10,0	8,12	88,0	7,147
0,58—0,59	4,1	9,0	8,55	79,5	6,799
0,59—0,60	4,1	8,0	8,60	68,0	5,847
0,60—0,61	4,2	6,0	7,25	56,0	4,058
0,61—0,62	4,3	4,5	6,40	43,0	2,597
0,62—0,63	4,3	2,5	3,80	32,0	1,218
0,63—0,64	4,4	1,8	3,90	22,5	0,676
0,64—0,65	4,5	0,2	1,46	15,0	0,220
			167,50		125,804

$$U = \Sigma n = 167{,}50 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec} \qquad S = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot n = 125{,}20 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec}$$

$$T = \frac{S}{U} = 0{,}000330 \text{ HK}$$

Aufgewandte elektrische Energie: Stromstärke 0,00778 MA
Spannung 439,0 Volt

$$E = 0{,}003417 \text{ Watt} = 0{,}000817 \text{ cal/sec}$$

Ökonomie: energetisch $D_e = \frac{U}{E} \cdot 100 = 0{,}21$ Proz.

photometrisch $D_f = \frac{S}{E} \cdot 100 = 0{,}15$ Proz.

technisch $U = \frac{T}{E} = 0{,}1$ HK Watt

des Lumineszenzflecks schließen. Verhalten sich also die Helligkeiten von Oxyd- und Lumineszenzfleck zueinander wie $c : d$, so gilt das gleiche Verhältnis für die innerhalb des entsprechenden Spektralbereichs emittierten Energiemengen. Der Lumineszenzfleck emittiert demnach im Spektralbereich von λ_1 bis λ_2

$$m = l \cdot \frac{d}{c} = R_\alpha \cdot k \cdot \frac{d}{c} = R_\alpha \cdot h \cdot \frac{10000\, a}{b^2} \cdot \frac{d}{c} \frac{\text{cal}}{\text{sec}}.$$

Dabei ist der Verlust, den das Lumineszenzlicht durch Absorption und Reflexion an den Glaswandungen des Entladungsrohres erleidet, noch nicht berücksichtigt. Setzt man ihn mit 8 Proz. in Rechnung, so bekommt man durch Multiplikation mit dem entsprechenden Faktor $f = 1{,}087$ für die zwischen λ_1 und λ_2 emittierte Energie

$$n_{\lambda_1 \lambda_2} = f \cdot m = f \cdot R_\alpha \cdot h \cdot \frac{10000\, a}{b_2} \cdot \frac{d}{c} \frac{\text{cal}}{\text{sec}}.$$

Die Summe der einzelnen $n_{\lambda_1 \lambda_2}$ für die aufeinander folgenden Spektralgebiete ergibt dann die Gesamtemission N. Setzt man die so ermittelte Gesamtemission in Beziehung zur aufgewandten elektrischen Energie, so ergibt sich die energetische Ökonomie. Sie beträgt

$$\frac{N}{E} \cdot 100 = D_e \text{ Proz.}$$

Zur Berechnung der photometrischen Ökonomie muß man die in den einzelnen Wellenlängenbereichen ausgestrahlten Energiemengen multiplizieren mit dem aus der Ivesschen Kurve abgelesenen prozentualen Zapfenempfindlichkeiten. Bildet man die Summe S aller $n \cdot \varepsilon_\lambda$-Werte, so gibt S ein Maß für den physiologischen Lichtwert. Setzt man nun diesen Wert in Beziehung zur aufgewandten elektrischen Energie, so erhält man die photometrische Ökonomie,

$$\frac{S}{E} \cdot 100 = D_f \text{ Proz.}$$

Bei der technischen Ökonomie wird die Flächenhelligkeit in Hefnerkerzen ausgedrückt. Um dies zu erreichen, muß man zunächst die Summe P aller $h \cdot \varepsilon_\lambda$-Werte für die Hefnerlampe

Ökonomie bei $SrSCaS - Bi$.

Für $a = 0{,}36$ qcm, $b = 15$ cm, $\alpha = 30^0$ und $R_\alpha = 0{,}919$ ist

λ in μ	ε	d	$n \cdot 10^8$ (cal/sec)	ε_λ	$\varepsilon_\lambda \cdot n \cdot 10^8$ (cal/sec)
0,41—0,42	4,5	91,0	2,59	4,0	0,123
0,42—0,43	4,5	82,0	3,23	5,5	0,178
0,43—0,44	4,5	75,0	4,00	7,5	0,300
0,44—0,45	4,5	63,0	4,47	11,0	0,492
0,45—0,46	4,5	54,0	4,99	15,5	0,773
0,46—0,47	4,5	48,0	5,06	20,5	1,223
0,47—0,48	4,5	38,0	5,94	26,7	1,568
0,48—0,49	4,4	32,0	6,31	36,0	2,270
0,49—0,50	4,4	25,0	6,18	47,5	2,933
0,50—0,51	4,4	20,0	6,39	59,0	3,772
0,51—0,52	4,3	16,0	6,30	72,5	4,571
0,52—0,53	4,3	14,0	6,71	91,0	6,109
0,53—0,54	4,2	10,0	5,90	97,0	5,722
0,54—0,55	4,2	7,0	4,03	99,5	4,004
0,55—0,56	4,1	5,0	4,27	99,0	4,226
0,56—0,57	4,1	3,0	3,01	94,5	2,840
0,57—0,58	4,1	2,0	2,54	88,0	2,663
0,58—0,59	4,1	1,0	1,51	79,5	1,197
0,59—0,60	4,1	0,8	1,24	68,0	0,842
0,60—0,61	4,2	0,7	1,22	56,0	0,682
0,61—0,62	4,3	0,3	0,58	24,93	0,249
0,62—0,63	4,3	0,2	0,44	32,0	0,140
0,63—0,64	4,4	0,2	0,58	22,5	0,108
			88,79		47,282

$$U = \Sigma n = 88{,}79 \cdot 10^{-8} \text{ cal/sec} \qquad S = \Sigma \varepsilon_\lambda \cdot n = 47{,}28 \cdot 10^{-8} \text{ cal/sec}$$

$$T = \frac{S}{Q} = 0{,}000124 \text{ HK}$$

Aufgewandte elektrische Energie: Stromstärke 0,01024 MA
Spannung 439,0 Volt

$$E = 0{,}00449 \text{ Watt} = 0{,}001074 \text{ cal/sec}$$

Ökonomie: energetisch $D_e = \frac{U}{E} \cdot 100 = 0{,}089$ Proz.

photometrisch $D_\beta = \frac{S}{E} \cdot 100 = 0{,}049$ Proz.

technisch $U = \frac{T}{E} = 0{,}03$ HK/Watt

Vergleich der Ökonomien.

	energetisch	photometrisch	technisch
Kohlenfadenlampe	3 Proz.	0,4 Proz.	0,3 HK/Watt
Wolframlampe	8	1,7	0,9
Nitralampe	14	2,8	2
$ZnS—Cu$	1,5	1,0	0,6
$ZnSCdS—Cu$	1,0	0,8	0,5
$Zn_2SiO_4—Mn$	0,26	0,21	0,13
$MgS—Ce$	0,21	0,15	0,10
$SrSCaS—Bi$	0,08	0,04	0,03

bilden, P ist dann diejenige Energie, die hinreichend sein würde, um einem qcm die gleiche Flächenhelligkeit zu erteilen, als wenn sich das qcm in 1 m horizontaler Entfernung von einer Hefnerlampe befände. Für den ganzen Raum ist P zu multiplizieren mit $4\pi r^2 = 40000\pi$. Es sei $40000\pi P = Q$. Diese Energie müßte genügen, um die Helligkeitsempfindung einer Hefnerlampe zu erzeugen, wenn die Lichtquelle beim Reizmaximum strahlt. Der Lumineszenzfleck wird also in seiner Lichtwirkung $\frac{S}{Q} = T$ Hefnerkerzen entsprechen. Dividiert man nun T durch die aufgewandte elektrische Energie in Watt, so erhält man die technische Ökonomie

$$\frac{T}{E} = U.$$

Tabelle I gibt die Energieberechnungen für die Hefnerlampe wieder. Die Tabellen II—VI enthalten die Photometermessungen und Ökonomieberechnungen für verschiedene Phosphore. Die Endergebnisse sind noch einmal in Tabelle VII zusammengestellt. Zum Vergleich sind in dieser Tabelle außerdem die Ökonomien der Kohlefadenlampe, der Wolframlampe und der Nitralampe angegeben. Die technische Ökonomie der Phosphore steht bestenfalls (bei den Zinksulfidphosphoren) zwischen der Kohlefadenlampe und der Wolframlampe.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Fa. J. Pintsch sind die Verfasser für die Unterstützung mit Apparaten und Meßinstrumenten zu großem Dank verpflichtet.

Berlin und Greifswald, Chemisches Institut der Universität.

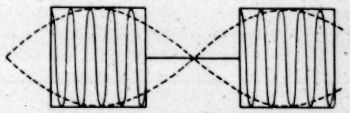
(Eingegangen 4. Mai 1926.)

Modulation und Fourieranalyse im sichtbaren Spektralbereich [1]).

Von G. Joos.

Kürzlich [2]) schlug Herr Einstein ein interessantes Experiment vor, bei dem entschieden werden soll, ob die Interferenzfähigkeit des Lichtes dadurch verändert werden kann, daß man es, nachdem es die Lichtquelle verlassen hat, durch irgendeinen Mechanismus in Teilwellenzüge zerhackt. Um die erforderliche hohe Anzahl von Unterbrechungen in der Sekunde zu erhalten, schlug Herr Einstein vor, ein Kanalstrahlenbündel auf ein Drahtgitter abzubilden, wobei der von einem Kanalstrahlteilchen ausgehende kohärente Wellenzug abwechselnd auf einen Draht oder einen Zwischenraum trifft.

Zu diesem Vorschlag seien einige Bemerkungen gestattet, welche die Sache von einer etwas anderen Seite beleuchten. Die von Herrn Einstein vorgeschlagene Zerschneidung stellt eine Modulation der Schwingung mit „Mäanderprofil" (Fig. 1) dar, deren Fourierdarstellung durch die bekannte Reihe gegeben ist. Ohne etwas Prinzipielles zu ändern, können wir aber statt dessen auch den Fall der einfachen sinusförmigen Modulation nehmen, dem übrigens infolge von Beugung auch die vorgeschlagene Ausführung des Versuches nahe kommen dürfte. Die Fourieranalyse gibt dann bekanntlich nur zwei Schwingungen mit den Frequenzen $\nu + n$ und $\nu - n$ (ν = Frequenz der Schwingung, n = Frequenz der Modulation). Würde man statt des Interferometers einen hochauflösenden Spektralapparat (Pérot-Fabry- oder Lummerplatte) verwenden, so würde entsprechend dem Verschwinden und eventuellen Wiedererscheinen der Interferenzstreifen beim Interferometer eine Aufspaltung der Linien zu beobachten sein, vorausgesetzt, daß die Überlegungen der einfachen Wellenlehre gültig bleiben. Derartige Versuche sind nun in der Tat schon vielfach ausgeführt und nur nicht unter dem hier besprochenen Gesichtspunkt betrachtet. Denken wir uns nämlich eine Lichtquelle, welche einen langen kohärenten Wellenzug mit einheitlicher Polarisationsebene aussendet und davor einen auf Helligkeit gestellten Nikol! Nun versetzen



Modulierte Schwingung mit Mäanderprofil ——— Sinusprofil - - - - -

wir Lichtquelle samt Wellenzug in rasche Rotation um die Achse des Lichtstrahls. Durch den Nikol geht jetzt Licht mit sinusförmiger Modulation und einheitlicher Polarisation. Durch die Versuche von W. Hanle, Wood und Ellett, Fermi und Rosetti [1]), über die magnetische Beeinflussung des Quecksilberresonanzlichts ist aber gezeigt, daß die Polarisationsebene des Lichtes, das bei longitudinaler Beobachtung aus der im Magnetfeld befindlichen Resonanzlampe herauskommt, tatsächlich eine Rotation ausführt, welche mit der mit dem g-Faktor multiplizierten Larmorfrequenz erfolgt. Durchsetzt dieses Licht einen Nikol, so haben wir gerade die oben gekennzeichnete Art von modulierten Wellen. Untersucht man dieses Licht im hochauflösenden Spektralapparat, so beobachtet man selbstverständlich die Aufspaltung des longitudinalen Zeemaneffekts, die aber hier als Fourieranalyse des modulierten Wellenzugs herauskommt. Nach dieser Überlegung dürften über den Ausfall des Versuches wenig Zweifel bestehen.

1) Der näherliegende Weg, diese an einen Einsteinschen Vorschlag anknüpfenden Überlegungen in derselben Zeitschrift zu veröffentlichen, in der der Vorschlag selbst erschien, ist mir durch die Schriftleitung der Naturwissenschaften, trotz Eingreifen von Herrn Prof. Einstein, dem ich für das Interesse, welches er den mitgeteilten Überlegungen entgegenbrachte, meinen Dank aussprechen möchte, aus prinzipiellen Gründen versperrt worden.

2) A. Einstein, Die Naturw. **14**, 300, 1926.

1) Literatur bei W. Hanle, Ergebn. d. exakt. Naturw. **4**, 214, 1925.

Damit soll jedoch nicht gesagt sein, daß die Ausführung des Versuches überflüssig wäre. Würde er wider alles Erwarten ein der Wellenlehre widersprechendes Resultat ergeben, so käme man allerdings bei der Erklärung der oben beschriebenen Erscheinung in größte Schwierigkeiten. Man müßte dann annehmen, daß die experimentell festgestellte Drehung der Polarisationsebene eine zufällige Nebenerscheinung ist, während die Aufspaltung dadurch bewirkt wird, daß die Lichtquelle unter dem Einflusse des Magnetfelds Quanten der Frequenz $\nu + n$ und $\nu - n$ aussendet, wobei das Zusammenfallen der Rotationsfrequenz mit n unerklärt bliebe.

Auch der umgekehrte Vorgang, die Entstehung von Schwebungen, wird, worauf mich Herr Busch gesprächsweise aufmerksam machte, beobachtet, ohne im allgemeinen auf diese Weise gedeutet zu werden. Man denke sich nämlich bei einem Michelson-Interferometer die Streifenbreite so groß eingestellt, daß das ganze Gesichtsfeld eine einheitliche Intensität hat. Verschiebt man jetzt den einen Spiegel, so tritt abwechselnd Helligkeit oder Dunkelheit des Gesichtsfelds auf. Steht der Spiegel still, so erklärt man natürlich die Intensität aus dem Gangunterschiede der beiden Strahlen; während der Bewegung hat aber folgende Erklärung mindestens dieselbe Berechtigung: Das periodische Heller- und Dunkelwerden ist eine Schwebung, welche entsteht durch die Interferenz des einen Strahles mit dem anderen, dessen Frequenz infolge des Dopplereffektes am bewegten Spiegel etwas verstimmt ist, was numerisch die richtige Schwebungsfrequenz liefert.

Jena, Physikalisches Institut, Mai 1926.

(Eingegangen 18. Mai 1926.)

Zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

(II. Mitteilung.)

Von H. Greinacher.

Vor kurzem habe ich einige Versuche über die Einwirkung des Lichtes auf die Zündung von sog. Glimmlampen beschrieben[1]. Dies geschah im Verfolg einer von A. Lambertz veröffentlichten Mitteilung[2] über die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. Neuerdings hat nun L. Bergmann eine in meiner Arbeit aufgeführte Bemerkung aufgegriffen[1]) und glaubt die Tatsache, daß es genügt, zur Ausführung des Experiments die Kathode zu belichten, noch besonders erhärten zu müssen. Um jeden Irrtum auszuschließen, möchte ich feststellen, daß schon in meiner Arbeit die Rolle der Kathode eindeutig präzisiert ist. Zusammenfassend wird dort hervorgehoben, daß die Zündung bewirkt wird, wenn die Kathode, und zwar an der Stelle, wo die Glimmentladung ansetzt, belichtet wird. Im Hinblick auf die einseitig orientierende Notiz des Herrn Bergmann möchte ich weiter noch folgendes bemerken. Ich habe, im Gegensatz zu A. Lambertz, um zu einem allgemeinen Ergebnis zu gelangen, eine Reihe verschiedener Lampen untersucht und habe die Versuche auf Wechselstrom und den Einfluß elektrostatischer Felder ausgedehnt. Zusammenfassend hat sich unter anderem mit aller Deutlichkeit das obenerwähnte Resultat ergeben. Zugleich ging aus dem Vergleich hervor, daß sich quantitativ die einzelnen Lampen sehr verschieden verhielten, insofern, als man bei einzelnen sehr nahe an die gewöhnliche Zündspannung herangehen mußte, wodurch sich der Nachweis des Lichteinflusses sehr erschwerte. Es konnte selbst verschieden günstig sein, je nachdem man bei einer Lampe die eine oder die andere Elektrode zur Kathode machte. In diesem Sinne ist die fragliche Bemerkung aufzufassen, daß, wenn bei der verwendeten Pintschlampe (Lampe No. 4) die Kappe als Kathode benützt wurde, eine Einwirkung des Lichtes nicht zu erkennen war. Die Verhältnisse können selbst bei zwei Lampen von anscheinend derselben Konstruktion, etwas verschieden sein, ja sich sogar bei ein und derselben Lampe zeitlich ändern. So kann der Fall eintreten, daß die Zündung durch Licht sich gelegentlich nur bei sehr sorgfältiger Einstellung nachweisen läßt. Andererseits gibt es Lampen (Lampe No. 1 und 5), wo der Effekt zur Demonstration besonders geeignet ist.

Die Bemerkung des Herrn Bergmann gibt mir nicht nur Anlaß, diese sonst überflüssigen Feststellungen zu machen, sie gibt mir erfreulicherweise Gelegenheit, zum Thema noch etwas Prinzipielles nachzutragen. Ich habe die Versuche mit der Pintschlampe (No. 4) wiederholt, gerade, um den Lichteinfluß für beide Polaritäten noch einmal zu prüfen. Dabei ergab es sich (wie in meiner früheren Mitteilung erwähnt), daß, wenn der Draht Kathode war, bei Belichtung momentan Entladung einsetzte, vorausgesetzt, daß die angelegte Spannung dicht an der Zündspannung

1) H. Greinacher, Diese Zeitschr. **26**, 376, 1925.
2) A. Lambertz, Diese Zeitschr. **26**, 254, 1925.

1) L. Bergmann, Diese Zeitschr. **26**, 469, 1925.

lag. Gelegentlich setzte die Entladung beim Anschalten derselben Spannung aber auch ohne Belichtung ein. Schließlich stellte es sich heraus, daß die Entladung sogar stets im Dunkeln eintrat, wenn man nur genügend lange wartete. So betrugen die Zeiten, nach welchen bei einer Spannung von 177,4 Volt das schwach leuchtende diffuse (l. c.) Glimmlicht einsetzte, bei einer Versuchsreihe: 0, 15, 28, 0, 11, 15, 19 Sek. Wurden die Versuche unter Bestrahlung mit Bogenlicht ausgeführt, so trat die Entladung stets sofort nach Anlegen der Spannung ein. Der Mechanismus der Zündung stellt sich nach diesem Befund als ein ganz anderer dar, wie ursprünglich vermutet wurde. Das Licht erniedrigt nicht die Zündspannung, sondern setzt die Verzögerungszeit herab, wie dies ja beim elektrischen Funken allgemein bekannt ist. Und die Demonstration des Photoeffektes mit dieser Art von Glimmlampe geht mithin in folgender Weise vor sich. Man legt die normale Zündspannung im Dunkeln an. Dann läßt man innerhalb der Verzögerungszeit das Licht auffallen. Die Zündung erfolgt im selben Moment oder doch kurz darauf. Wurde der Draht als Anode verwendet, dann mußte zunächst die Versuchsspannung auf 200,0 Volt erhöht werden. Ohne Licht wurden hier einmal Verzögerungszeiten von 80 und 66 Sek. beobachtet; diese gingen mit Licht auf 5, 5, 0, 1, 2 Sek. herunter. Nicht immer waren die Unterschiede so deutlich. Jedenfalls ging die Verzögerungszeit nicht bis auf 0 Sek. zurück. Danach ist es zu verstehen, wenn der Lichteffekt für den Fall, daß Kappe — und Draht +, gelegentlich nicht unmittelbar erkennbar war. (Siehe meine Bemerkung, die Anlaß zur Notiz des Herrn Bergmann gab).

Dieses Verhalten konnte an einem zweiten Exemplar (es sei hier mit No. 4a bezeichnet) nur bestätigt werden[1]).

Die Versuche seien hier kurz beschrieben. Zunächst wurde die drahtförmige Elektrode als Kathode gewählt. Legte man eine wachsende Gleichspannung an (Potentiometerschaltung mit Gleitwiderstand), so trat meist erst das diffuse Leuchten auf, das dann in die normale Glimmentladung übersprang. Dabei stieg auch der Strom sprungweise (Größenordnung im einen Fall Mikro — im andern Milliampère). Es wurde nun das Eintreten der ersten, diffusen Glimmentladung ohne und mit Belichtung untersucht. Da die rötliche Lichterscheinung schwach war, konnte sie während der Beleuchtung (kondensiertes Bogenlicht) nur schwer erkannt werden. Hier half das Einschalten eines Violettglasfilters, welches einerseits das grelle Licht abblendete, andererseits die wirksamen Strahlen durchließ. Die Spannung wurde nun so eingestellt, daß die Entladung bei Belichtung einsetzte. Dann machte man abwechselnd eine Versuchsreihe im Dunkeln und im Licht in der Weise, daß man nach Einsetzen der Entladung immer sofort die Spannung wegnahm (Kurzschließen der Lampe), um sie 10 Sek. nachher von neuem anzulegen.

Das Innehalten bestimmter Zeiten ist erforderlich, da die Entladungsverhältnisse etwas andere waren, je nachdem die Lampe kürzer oder länger gebrannt hatte, oder daß mehr oder weniger Zeit seit dem Ausschalten verflossen war.

Es wurden beim Anlegen von 183,7 Volt folgende Verzögerungszeiten gemessen:

unbelichtet	0.	0.	0,	22,	2,	25,	32,	46,	1,	29,	42.	33,	0,	25,	1,	27,	27,	0,	15.	21. Sek.
belichtet	0,	0,	0,	0.	0,	0,	0,	1,	0,	1.	0,	0,	1,	0,	0.	0,	0,	0.		Sek,
unbelichtet	0.	0,	3,	23,	1,	12,	17,	14,	9,	26,	24.	25,	2,	17.		Sek.				

Hierzu ist zu bemerken, daß bei den unterstrichenen Zahlen unmittelbar normale Glimmentladung eintrat. Dies hängt damit zusammen, daß vor jeder Versuchsreihe die Ruhepause der Lampe größer als 10 Sek. war. Während dieser Zeit stellte sich der Zustand der Lampe stets etwas anders ein, als während der Beobachtungsreihe, was sich durch die dann im Anfang regelmäßig auftretende verzögerungsfreie, normale Glimmentladung anzeigte. Als Resultat geht hervor: Die Entladung tritt auch im Dunkeln immer ein. Die Verzögerungszeit ist sehr variabel, wie es dem statistischen Vorgang des Eintretens einer selbständigen Entladung entspricht. Sie ist gelegentlich unmerkbar klein (0 Sek.). Bei Belichtung tritt die Entladung praktisch stets momentan ein. Die Verzögerung ist aufgehoben. Es wurde versucht, die Spannung möglichst tief zu wählen. Soviel sich feststellen ließ, trat immer im Dunkeln nach hinreichend langem Warten Entladung ein, sofern eine solche bei Belichtung zu erzielen war. Immerhin sind die Untersuchungen an der Grenze bei den nicht ganz stabilen und gegen Störungen nicht völlig geschützten Verhältnissen dieser Glimmlampen sehr schwer einwandfrei durchzuführen.

Folgende zwei Tatsachen dürften die Veränderlichkeit hinreichend kennzeichnen. Es ge-

1) Herrn Assistent W. Johner, der die im folgenden mitgeteilten Versuche für mich machte, sei an dieser Stelle wärmstens gedankt.

nügte die Annäherung eines schwach elektrisierten Hartgummistabes (Füllfeder), um bei der Versuchsspannung die diffuse Glimmentladung zu zünden; diese löschte dann allerdings bei Entfernen des elektrisierten Stabes meist wieder aus. Dann hielt es zeitweise überhaupt schwer, Versuche mit diffuser Glimmentladung zu machen, da die Entladung mit Vorliebe sofort regulär einsetzte. Auch in diesem Fall beobachtete man das Einsetzen der Entladung im Dunkeln nach variabeln Verzögerungszeiten und die Beseitigung der Verzögerungen durch Licht.

Die Versuche mit kommutierter Spannung (Draht: Anode) gaben folgendes Resultat. Eine diffuse Glimmentladung wurde nicht beobachtet, das Glimmlicht bedeckte jeweilen sofort die ganze Kappe. Es ließ sich bei Lampe 4a im Gegensatz zu Lampe 4 leicht erreichen, daß bei Beleuchtung unter einer Spannung von 186,0 Volt sofort Entladung eintrat. Auch im Dunkeln setzte sie bei Verzögerungszeiten von der Größenordnung 0 bis 1 Min. ein. Der Vorgang stellte sich also ganz analog dar wie bei der oben angegebenen Versuchsreihe. Wurde jedoch die Versuchsspannung etwas erniedrigt, (wenige Zehntelvolt genügten), so zeigte sich folgendes Verhalten. Im Dunkeln wurde nach Anlegen der Spannung (183,6 Volt) zumeist keine Zündung beobachtet, auch nicht bei langem Warten (über 1 Std.). Wenn dann belichtet wurde, so trat Zündung meist innerhalb einer Minute ein. Diese Versuche wurden an einem andern Tage wiederholt und trug man durch Einschalten eines Wasserfilters dafür Sorge, daß die Wärmestrahlen weitgehend entfernt waren. Dies erwies sich nämlich als angezeigt, da eine geringe Erwärmung der Lampe die Zündspannung merklich heruntersetzte[1]. Es wurden folgende Zahlen gefunden:

Versuchsspg. in Volt	im Dunkeln gelassen	dann Belichtung; Entladung beginnt nach
184,0 bis 184,5	$2^h\ 15^m$	$3^m\ 50^s$
184,5 bis 184,2	$1^h\ 20^m$	$3^m\ 0^s$

Diese Versuche scheinen dafür zu sprechen, daß eine tatsächliche, wenn auch äußerst geringe Erniedrigung des Entladepotentials durch das Licht vorliegt. Dies würde sich auch mit dem Umstand motivieren lassen, daß ja von der negativen Kappe viel mehr Photoelektronen ausgesandt werden (große Oberfläche) als von dem negativen Draht. Bei starker Vorionisierung tritt aber bei der Funkenentladung wie bekannt eine Herabsetzung des Funkenpotentials ein. Indessen ist zu beachten, daß die Interpretation der Dauerversuche bei der Variabilität des Versuchsobjektes keine eindeutige ist, um so mehr, als schon sehr kleine Spannungsänderungen stark mitsprechen.

Man wird daher den Lichteffekt auf die Pintsch-Glimmlampe der Hauptsache nach als eine Herabsetzung der Verzögerungszeit der Zündung ansehen dürfen. Eine andere Frage war es, ob bei den anderen Sorten Glimmlampen dies auch zutrifft. Daß man tatsächlich auch eine entschiedene Herabsetzung des Entladepotentials bekommen kann, soll durch einige Versuche mit Osramlampe No. 1 noch besonders dargetan werden. Diese Lampe hat anscheinend Edelgasfüllung ohne *Hg*-Zusatz, während die Pintschlampen eine Menge *Hg*-Tröpfchen, teils an der Elektrode teils an der Glaswand, erkennen lassen. Es wurde gefunden:

	Zündspannung in Volt Kappe +	Kappe −
ohne Licht	114,0 bis 114,2	112,2 bis 113,0
mit Licht	112,8 bis 113,5	107,2 bis 109,0

Die einzelnen Messungen wurden nicht zu rasch aufeinander gemacht, damit die durch die Zündung bewirkte Ionisierung wieder abklingen konnte. Bei rasch aufeinanderfolgenden Bestimmungen wurden, wie es nach dem in meiner früheren Arbeit zit. Ergebnis zu erwarten war, Werte gefunden, die sowohl ohne als mit Belichtung $^1/_2$—1 Volt kleiner waren.

Es sei noch bemerkt, daß einerseits bei allen jenen Spannungen, bei denen Lichtzündung erfolgte, im Dunkeln niemals Entladung eintrat, und daß andererseits bei dieser Lampe die Verzögerungen im allgemeinen klein waren.

Man darf daher zusammenfassend feststellen, daß sich der Photoeffekt bei den Glimmlampen bald durch eine Verminderung der Entladungsverzögerung (Edelgasfüllung mit *Hg*-Zusatz), bald durch eine Herabsetzung des Zündpotentials manifestiert.

Bern, Physikalisches Institut der Universität, April 1926.

(Eingegangen 21. April 1926.)

1) Wurde z. B. ein stark erhitztes Metallblech in die Nähe der Lampe gebracht, so sank das Zündpotential allmählich um 3 Volt, um dann sehr langsam wieder auf den Anfangswert zurückzukehren. Eine ähnliche Wirkung wurde bei Lampe 1 (l. c.) nicht beobachtet.

Bemerkungen zur Abhandlung von R. A. Millikan und J. S. Bowen: „Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprunges". I. (Pilotballonbeobachtungen in großen Höhen).

Von Victor F. Hess.

Die im Titel angeführte Arbeit[1]) behandelt die viel besprochenen, in mehreren vorläufigen Mitteilungen Millikans erwähnten Registrierungen der Höhenstrahlung (Ultra-Gammastrahlung) bis $15^1/_2$ km Höhe, die vor drei Jahren in Kelly Field (Texas) vorgenommen worden sind:

Herr Millikan betont in dieser Arbeit, daß seine mit Herrn Bowen durchgeführten Registrierversuche zwar auch die Erhöhung der Ionisation mit zunehmender Erhebung in der Atmosphäre ergeben haben, daß aber der Mittelwert der Ionisation bei seinen Versuchen von 5 bis 15 km Höhe und zurück (42,2 J) nur 25 Proz. des Wertes betrage, den man nach meinen und Kolhörsters Messungen (1912/14) erwarten würde; es bilde dies einen Beweis dafür, daß die kosmische Strahlung viel härter sei, als man nach unseren alten Versuchen annehmen konnte.

Millikan und Bowen haben vier Registrierballonaufstiege ausgeführt, von denen nur zwei erfolgreich waren, d. h. Höhen von 11 bzw. 15,5 km erreichten. Die genannten Autoren benützen aber aus nicht erwähnten Gründen nur die Resultate des einen, bis $15^1/_2$ km führenden Aufstieges.

Auch von dieser einen Registrierung, bei der der Apparat 110 Min. lang in Höhen von 5—15 km sich befunden hat, werden Einzelwerte der Ionisierungsstärke nicht mitgeteilt, da „trotz aller außerordentlichen Vorsichtsmaßregeln das verwendete Fadenelektrometer noch deutliche Temperatureinflüsse zeigte".

Die Autoren mußten sich daher begnügen, einen einzigen Mittelwert für die Fahrt durch die Höhen von 5—15 km und zurück zu bilden, von dem sie annehmen, daß er unbeeinflußt von Temperaturschwankungen sei. Dieser Mittelwert (46 J) würde also, wenn die Ionisation linear mit der Höhe anstiege, etwa der Höhenstufe von 10 km entsprechen. Zur Beurteilung des Anstieges der Ultra-Gammastrahlung muß natürlich die Differenz dieses Wertes und der Strahlung in Bodennähe gebildet werden: 46,2 J — 15,4 J = 30,8 J, während nach Kolhörster in 9 km Höhe der Anstieg gegenüber den Bodenwerten 80 J beträgt. Der erstgenannte Wert beträgt nun allerdings weit mehr als 25 Proz. des letztgenannten, doch ist die Abweichung noch sehr bedeutend und näherer Aufklärung bedürftig.

Bei der Betrachtung der Kurve, welche die Elektrometerausschläge bei der Millikan-Bowenschen Registrierung wiedergibt, fällt sofort auf, daß der Spannungsabfall während des Aufstieges recht genau mit der Kolhörsterschen Kurve übereinstimmt, während beim Abstieg die Elektrometerfäden fast in konstanter Stellung verblieben, was Millikan und Bowen eben auf mangelhafte Temperaturkompensation zurückführen. Daß dann die Mittelwertbildung für Anstieg plus Abstieg einen relativ kleinen Wert der Ionisierungsstärke ergeben muß, liegt auf der Hand.

In der Abhandlung von Millikan und Bowen sind auch Reproduktionen der Registrierstreifen für Temperatur und Elektrometerausschlag enthalten. Die Temperaturregistrierungen sind auch in der Reproduktion ungemein klar und scharf, während man aus dem Elektrometer-Registrierstreifen — wenigstens in der Reproduktion — wohl gar nichts entnehmen kann.

Man kann in den Millikan-Bowenschen Registrierungen keinerlei Fortschritt gegenüber den Messungen Kolhörsters im Freiballon erblicken, zumal auch ihre Apparatempfindlichkeit viel geringer war (der Ionisationsraum faßte nur 300 ccm Luft von Atmosphärendruck). Die immer wieder hervorgehobene Erreichung der Maximalhöhe von 15,5 km verliert ihre Bedeutung, wenn man bedenkt, daß die Autoren wegen ungenügender Temperaturkompensation ihres Instruments doch nur den einen Mittelwert der Ionisation für 5—15 km und zurück bilden konnten, also einen Wert, der keiner wohldefinierten Höhe zugeordnet werden kann. Mir erscheinen die Messungen von Kolhörster, der mit gegen Temperaturschwankungen wohlkompensierten Apparaten bei minutenweiser Ablesung bis 9300 m Ablesungen gemacht hat und bei dem Anstieg und Abstieg übereinstimmende Werte der Ionisation ergeben haben, bedeutend verläßlicher.

Nachdem es möglich war, im Flugzeug schon Höhen von 12 km zu erreichen, wird es sich bei der sehr wünschenswerten Wiederholung derartiger Messungen doch empfehlen, das kostspielige und riskante Registrierverfahren aufzugeben, zumal man bei einem derartig kompendiösen Instrumentarium, wie es Millikan und Bowen benutzten, keine Kontrolle dafür hat, daß die Ionisationskammer während des ganzen Auf- und Abstieges hermetisch dicht gewesen ist. Die Hinzufügung eines selbstregistrierenden Manometers würde anderseits eine sehr unerwünschte Gewichtsvermehrung bedeuten.

[1]) Phys. Review (2) **27**, 353—361, 1926 (Aprilheft).

Was endlich die von Herrn Millikan hervorgehobene Abweichung des aus den Kolhörsterschen Ballonbeobachtungen zuerst errechneten Absorptionskoeffizienten ($\mu = 0{,}57$ m^{-1} in Wasser) von den direkt in Wasser und Gletschereis gemessenen Werten ($\mu = 0{,}22$ m^{-1} nach Kolhörster, 0,18 bis 0,30 nach Millikan) anlangt, so scheint es, daß es Herrn Millikan vielleicht nicht bekannt sein dürfte, daß später F. Linke[1]) und R. Seeliger[2]) aus den Kolhörsterschen Ballonmessungen den viel kleineren Wert des Absorptionskoeffizienten $\mu = 0{,}36$ bzw. 0,38 m^{-1} (in Wasser) abgeleitet haben, mit dem zufällig die neuesten direkten Bestimmungen von Myssowski und Tuwim[3]) sehr genau übereinstimmen. Die Größenordnung des Absorptionskoeffizienten der Ultra-Gammastrahlung ist nun jedenfalls sichergestellt, ebenso wie man nun auch wohl annehmen muß, daß sie keineswegs homogen ist. Daß diese Strahlung ein mindestens um eine Zehnerpotenz größeres Durchdringungsvermögen besitzt, wie die harten Gammastrahlen von Radium C, konnte übrigens schon aus meinen ersten Ballonbeobachtungen (1911/12) entnommen werden: schon damals habe ich darauf hingewiesen, daß diese Strahlen imstande sind, die ganze Atmosphäre von oben nach unten zu durchsetzen, was ja — der Größenordnung nach — dem Durchsetzen einer äquivalenten Quecksilberschicht von 76 cm Dicke gleichkommt.

1) Meteorol. Zeitschr. 33, 157, 1916.
2) Münchn. Ber. 1918. S. 1.
3) Zeitschr. f. Phys. 35, 299, 1925.

Graz, Physikalisches Institut der Universität, 3. Juni 1926.

(Eingegangen 7. Juni 1926.)

BESPRECHUNGEN.

P. P. von Weimarn, Die Allgemeinheit des Kolloidzustandes. Bd. I., aus dem Russischen übersetzt v. Dr. Ing. S. F. Slokasow. 2., durchgesehene u. erweiterte Auflage (bearbeitet von Dr. A. Kuhn, Leipzig). Gr. 8°. 504 S. mit 134 Abbildungen. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff 1925. Geh. M. 25.—, geb. M. 27.—.

Das Werk enthält die erste von drei an japanischen Universitäten gehaltenen Vortragsreihen. Der Autor führt darin den Nachweis, daß jeder Stoff, auch der „typisch kristalloide" (z. B. $BaSO_4$, $NaCl$) durch geeignete Niederschlagsbedingungen in die kolloide Form übergeführt werden kann, und zwar ebensogut in die Form der kolloiden Lösung, wie in die des kolloiden temperatur-irreversiblen und -reversiblen (= gallertartigen) Niederschlages. Umgekehrt kann auch der „typisch kolloide" Stoff (z. B. Aluminiumhydroxyd, Gelatine) in deutlich ausgebildeten Kristallen erhalten werden; es ist daher „sowohl der kolloide wie der kristalloide Zustand eine allgemeine Eigenschaft der Materie". Zum Beweis wird ein äußerst reichhaltiges experimentelles Material herangezogen, das fast ausschließlich aus eigenen Versuchen des Verfassers stammt. Die Versuche sind durch zahlreiche schöne Mikrophotogramme illustriert. Theorie wird in diesem Vortrag fast ganz vermieden, doch wird häufig auf den zweiten Vortrag verwiesen. Ein ziemlich umfangreicher historischer Teil gibt einen Überblick über die Entwicklung der Anschauungen vom Wesen der Kolloide bis zum Jahre 1907.

Mit einigen Grundanschauungen des Autors wird man schwerlich übereinstimmen können. Z. B. wird die Möglichkeit fester amorpher Körper geleugnet, ohne daß überzeugende Gegenbeweise angeführt werden; statt dieser wird viel Raum und Energie auf unfruchtbare Polemik über Definitionsfragen verschwendet. Vom phänomenologischen Standpunkt ist das Werk jedoch hochinteressant und kann jedem empfohlen werden, der sich über die Erscheinungen bei der Kristallisation und Fällung, über die Bildung kolloider Lösungen und Niederschläge orientieren will. Kolloidchemische Spezialkenntnisse sind zur Lektüre nicht erforderlich.

Die Übersetzung ins Deutsche ist leider vielfach recht mangelhaft; manche Wendungen sind fast unverständlich wiedergegeben, und der Satzbau läßt allgemein viel zu wünschen übrig. Störend wirkt auch die peinlich beibehaltene Vortragsform. Die Darstellung ist häufig sehr breit und würde durch etwas knappere Fassung nur gewinnen. H. Wolff.

Emil Wohlwill, Galilei und sein Kampf für die copernikanische Lehre. 2. Bd. Nach der Verurteilung der copernikanischen Lehre durch das Dekret von 1616. Aus dem Nachlaß herausgegeben. Mit einem Porträt und einer Tafel. Gr.-8°. XXII und 435 S. Leipzig, L. Voss. 1926. Geh. M. 16.—, geb. M. 18.50.

Ungefähr 16 Jahre nach dem ersten erscheint jetzt der zweite Band dieses Werkes. W. starb 1912, ohne diesen Band fertig zu haben. Druckfertig waren nur das Schlußkapitel und ein Abschnitt über die Jugendgeschichte, der Anfang des ersten Bandes werden sollte, aber wegen Raummangel zurückgestellt wurde. Alles andere waren skizzenhafte Entwürfe. Ungunst der Umstände brachte es mit sich, daß eine Anzahl von Helfern 13 Jahre nötig hatte, um diese Entwürfe durch Einfügung von Korrekturen, Ausfüllen von Lücken, Ergänzung von Literaturbelegen und vor allem durch Beziehung der Zitate auf die Edizione Nazionale der Werke Galileis einigermaßen druckfertig zu machen. Hinzugefügt wurden noch die Aufzeichnungen von vier Vorträgen, die W. früher über Galilei gehalten hatte, und im Anhang zwei übrigens gar nicht

für diesen Band bestimmte, aber druckfertige Abhandlungen über die Prozeßakten und über Simon Marius. So ist der Torso dieses Bandes entstanden. Er erzählt die Vorgänge von 1616 bis zum Tode Galileis; unter anderm die Geschichte des Saggiatore, der Dialoge über die beiden Weltsysteme, vor allem den leidvollen Prozeß von 1633, wo Haß und Intrigue ihr Netz um Galilei spinnen und mit einem gefälschten Dokumente arbeiten.

Der Band trägt die Mängel seiner Entstehung. So ist z. B. im zweiten Kapitel der geistreiche und neue Inhalt des leider noch nicht ins Deutsche übersetzten Saggiatore nicht genügend herausgearbeitet. Das Neue, was Galileis Gedanken für die Methode der Naturwissenschaft bedeuten, wird nicht ins rechte Licht gerückt. Ebensowenig die Rolle, die die Philosophie besonders im zweiten Prozesse spielt. Vor allem fehlt die große kulturgeschichtliche Perspektive, die Galilei noch freier von Schuld macht, als W. es tut, und auch seinen Gegnern eine andere Beleuchtung gibt. Trotzdem dürfen wir dem Herausgeber dankbar dafür sein, daß er uns diese feinen Bruchstücke aus dem Schriftum des bedeutendsten deutschen Galileiforschers zugängig gemacht hat.

Ein physikalisch interessanter kritischer Punkt sei eigens betont. W. stellt (S 119—129) Galileis Gezeitentheorie eingehend dar, weiß aber dagegen nur die Erfahrungstatsachen anzuführen, die in Widerspruch mit der Theorie stehen. Er hat nicht gesehen, wo der eigentliche mechanische Fehler Galileis steckt, auch nicht, daß Galilei durch die Zuhilfenahme der Eigenschwingungen der Meere ein neues wichtiges Moment in das Problem hineingebracht hat, das nur mit den damaligen Mitteln nicht auswertbar war, vor allem aber nicht, daß Galileis Gedanke, die Tiden als Beweis für Kopernikus zu benutzen, insofern durchaus richtig ist, als die Tiden zeigen, daß die Erde Bewegungen von monatlicher und jährlicher Periode um zwei nicht mit der Rotationsachse zusammenfallende Achsen haben muß. Galileis Theorie ist also falsch, aber in diesem letzteren Gedanken hat er unbewußt Recht. Ich darf wegen dieser Dinge wohl auf meine Schrift „Theorie der Gezeitenkräfte" S. 74—81 (1916) verweisen.

Aloys Müller.

J. Frank und M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche. Gr.-8°. 48 S. und 4 Tafeln in Lichtdruck. Heidelberg, C. Winter. 1925. M. 4.—.

Die Schrift liegt etwas außerhalb der Physik. Wir ersehen aber aus ihr die außerordentliche Geschicklichkeit der arabischen Mechaniker, die sie befähigte, astronomische Instrumente mit seltener Vollkommenheit herzustellen und so genaue Wägen, wie z. B. die Wage der Weisheit, die zur Bestimmung von spezifischen Gewichten diente, zu bauen. Die Arbeit ist sehr sorgfältig durchgeführt; sie gibt eine gute Übersicht über die Literatur über das Astrolab, dann eine Beschreibung, bei der die vorkommenden technischen Ausdrücke zum Teil mitgeteilt sind, und zwar deutsch und in Umschrift der arabischen Namen. Ein dritter Abschnitt behandelt die Inschriften auf dem Astrolab, die im wesentlichen für den Arabisten von Wert sind. Ein letzter Abschnitt erläutert eine Reihe von Anwendungen. Bei der Bedeutung des Astrolabs, mit dem sich z. B. der Naturforscher al Bîrûnî eingehend beschäftigt hat, ist die vorliegende Schrift für jeden, der sich mit der Geschichte der Naturwissenschaften befaßt, von Wert.

E. Wiedemann.

Émile Meyerson, De l'explication dans les sciences. 2 Bände, 338 u. 469 S. Paris, Payot & Cie. 1921.

Das vorliegende Werk untersucht vom erkenntnistheoretischen Standpunkt aus die Methodik der theoretischen Naturwissenschaften. Obwohl es schon vor 5 Jahren erschienen ist, glauben wir doch, es hier besprechen zu sollen, da es offenbar in Deutschland noch nicht die Beachtung gefunden hat, die es verdient.

Die Darstellung geht von der Feststellung aus, daß der Naturforscher die Gegenstände so behandelt, als existierten sie unabhängig von ihm, und zwar gilt dies ausnahmslos, der philosophische Standpunkt des Forschers mag sein, welcher er wolle. Im Gegenteil, wo sich Erscheinungen zeigen, die daran erinnern, daß die Wahrnehmung etwas Subjektives ist, wie etwa die des optischen Kontrastes, sucht man ängstlich die daraus entstehenden „Beobachtungsfehler" zu eliminieren. Ein Blick auf den Gang der Wissenschaft enthüllt weiter die zweite Grundtatsache, daß die Forscher zu allen Zeiten versucht haben, die beobachteten Erscheinungen zu erklären.

Beide Tatsachen stehen im Widerspruch mit der Doktrin des philosophischen Positivismus, die von Comte begründet wurde und in Deutschland vor allem durch Mach vertreten worden ist; bekannt ist die Formulierung in Kirchhoffs Einleitung der Mechanik, wonach es deren Aufgabe sei, die Bewegungen zu beschreiben, nicht aber ihre Ursache zu suchen. Demgegenüber weist der Verf. ausführlich nach, daß es eine streng positivistische Wissenschaft nie gegeben habe. Es kann keine einfachere und denkökonomischere Beschreibung geben, als die der Himmelsbewegungen durch das Gravitationsgesetz; trotzdem hat man sich seit seiner Aufstellung immer bemüht, es zu „erklären". Ein sehr eindrucksvolles Beispiel aus neuerer Zeit liefert der Solvay-Kongreß; es ist nur zu offenbar, daß dort nicht die Beschreibung, sondern die widerspruchsfreie Erklärung der physikalischen Tatsachen gesucht wurde. Dieser Drang nach der Erklärung ist so stark, daß die klarsten experimentellen Gegenbeweise noch keine Theorie haben stürzen können, ehe nicht eine andere Theorie auf dem Plan erschienen war. Auch logische Schwierigkeiten schaden einer Theorie so wenig, daß man die Schwäche der Grundlagen sogar als wesentliches Merkmal physikalischer Theorien betrachten kann; man denke an die Eigenschaften, die die Undulationstheorie dem Lichtäther zuschrieb, oder an die Dunkelheiten des Valenzbegriffes.

Der Gang der Erklärung ist nun der, daß wir zu jeder Veränderung eine Ursache suchen. Die einfachste Art der Erklärung ist die, daß sich eigentlich gar nichts verändert habe, daß etwas, was wir eben deshalb als das Wesentliche ansehen, erhalten geblieben sei; z. B. die Energie bei dynamischen, die Eigenschaften der Atome bei chemischen Veränderungen. Der Identitätsbegriff zeigt sich auch hier als Grundlage des Denkens. Es ist nur die Frage, wie es überhaupt möglich ist, das physikalische Geschehen als Folge von Identitäten aufzufassen. Es ist dieselbe Frage wie die, woher der Fortschritt in einem mathematischen Beweise, der doch auch eine Folge von Gleichungen ist, kommt. Dieser Widerspruch wird gelöst durch die Bemerkung, daß eigentlich keine Identität vollkommen sei; zwei kongruente Dreiecke haben doch nicht die gleiche Lage, zwei gleiche Atome unterscheiden sich doch noch nach Raum und Zeit. Diese Unterschiede werden vom Geist bewußt vernachlässigt, und in diesem Sinn spricht der Verfasser von Identifizierung. Der Zusammenhang mit der Hegelschen Lehre von dem Widerspruch, den jeder Begriff

enthalte, und der zum Fortgehen über ihn hinaus nötige, ist deutlich.

Es ist danach erklärlich, daß die Naturwissenschaft zu einem Weltbild führt, dessen einzelne Dinge (die Atome oder deren Bausteine) sich eigentlich nur noch nach Lage und Bewegung unterscheiden; man kann das als eine Abart des Eleatismus ansehen, dessen Grundlagen ja auch ähnliche waren. Die beherrschende Stellung, die dabei den räumlichen Bestimmungsstücken zugewiesen wird, macht die Bedeutung der Mathematik für die Naturwissenschaft verständlich. Es ist übrigens merkwürdig, daß in diesem Weltbild die ganze anfangs als existierend angenommene Außenwelt gleichsam zerstört ist, aber dafür sind neue als existierend gedachte Dinge (eine bestimmte Struktur der Körper, Atome, Ladungen, Feldstärken) geschaffen worden, als Beweis dafür, wie stark das ontologische Bedürfnis ist.

Die Suche nach Erklärungen setzt natürlich voraus, daß die Welt für begreifbar gehalten wird; die Forschung findet aber einige wenige „Irrationalien" auf, die als gegeben hingenommen werden müssen. M. nennt als solche das Spezifische der Empfindungen, die Übertragung von kinetischer Energie beim Stoß, den unwahrscheinlichen Anfangszustand der Statistik; andere Gegebenheiten mögen sich hinter den chemischen und Quanten-Erscheinungen verstecken.

Indem wir die Grundgedanken des Werkes anführten, haben wir viele sehr fesselnde Dinge weglassen müssen, wie etwa die Geschichte der Phlogiston-Theorie oder die ausführliche Besprechung der Schelling-Hegelschen Naturphilosophie, wie denn überhaupt jeder Schritt der Beweisführung durch eine Fülle von Belegen aus der Geschichte der Physik und Chemie gestützt wird. Wir glauben, das Buch, das gleichsam eine Psychologie der theoretischen Naturwissenschaften entwickelt, und aus dem jeder Fachgenosse reiche Anregungen schöpfen wird, warm empfehlen zu können. H. Salinger.

Fr. Wolf, Die schnellbewegten Elektronen. Gr.-8°. 125 S. mit 26 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, A.-G. (Sammlung Vieweg, Heft 81.) 1925. Geh. M. 7.50.

Der Titel trägt den Zusatz: „Stand und Entwicklung der heutigen Kenntnis, mit besonderer Rücksicht auf die Vorgänge beim radioaktiven Zerfall". Gibt man der Wendung „mit besonderer Rücksicht auf" den Sinn „unter Beschränkung auf", dann erkennt man eher den Inhalt des Buches als unter dem Titel, unter dem es angekündigt wird; denn dieser Beschränkung sind manche schöne Arbeiten über schnelle Kathodenstrahlelektronen, z. B. von J. J. Thomson, Wiechert, Kaufmann (S. 7), die aussichtsreiche Methode von H. Busch und die exakten Messungen von Guye und seinen Mitarbeitern ganz oder fast völlig zum Opfer gefallen, wenn auch diese Beschränkung nicht überall in Abschnitt II und III mit der gleichen Strenge durchgeführt ist.

Nach der Einleitung (S. 1—8), die unter anderem eine klare Ableitung der Ablenkung eines Elektronenstrahles im magnetischen und im elektrischen Felde und einige ausgewählte Einzelarbeiten enthält, geht der Verf. zur Besprechung des Abschnittes I „Von der Entdeckung der Radioaktivität bis zur Erkenntnis des Wesens der β-Strahlen" (S. 8—14) über. Daran schließt sich das erste Hauptkapitel: Abschnitt II „Über die Masse des Elektrons und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit" (S. 14—37). In ihm wird der Kampf um die Formel, nach der die Elektronenmasse von der Geschwindigkeit abhängt, behandelt, unter anderem ausführlich die Kaufmannsche Methode, die Ableitung der Lorentzschen Formel nach Hasenöhrl und die Buchererschen Messungen. Bei letzteren wäre vielleicht der Hinweis, daß die Methode der kompensierten Strahlen schon vorher von Bestelmeyer angewandt wurde und methodisch auf W. Wien (Verh. 1897, Nachtrag) zurückgeht, trotz des knappen Raumes am Platze gewesen; ebenso eine Einschränkung der „allergrößten Sorgfalt", mit der Bucherer die Apparatdimensionen und Feldstärken bestimmt (vgl. Neumanns Korrektur der Werte von Bucherer u. Wolz, die ebenso wie der Cl. Schaefersche Nachtrag fehlt).

Das zweite Hauptkapitel handelt als Abschnitt III „Über die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Materie" (S. 37—66). Die Kenntnis dieses Gebietes verdankt man zum größten Teile P. Lenard und seinen Schülern, deren Arbeiten und Ansichten in neuerer Zeit wohl nur in dem für den Laien schwer lesbaren „Quantitativen über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten" von P. Lenard zusammenfassend dargestellt sind. Dem Verf. gelingt eine gute und leicht lesbare Darstellung, sie ist deshalb besonders zu begrüßen.

Der IV. Abschnitt handelt „Über die Geschwindigkeit der von radioaktiven Stoffen ausgesandten β-Strahlen" (S. 66—93). Hier werden die verschiedenen Methoden und Arbeiten, die die Auflösung der β-Strahlspektren zum Ziele haben, in sehr klarer und ausführlicher Weise beschrieben.

Im V. Kapitel „Versuche zur Deutung der β-Strahlspektren" (S. 93—113) zeigt der Verf., wie sich die heute als gültig angenommenen Vorstellungen über die Entstehung der β-Strahlen entwickelt haben. Bei dieser Betrachtung konnte leider die (später als das Buch erschienene) in gewisser Weise als Abschluß zu betrachtende Arbeit: L. Meitner (Zeitschr. f. Phys. **34**, 807, 1925) nicht mehr berücksichtigt werden.

Das Buch — in seiner Gesamtheit betrachtet — zeigt, daß der Verf. sein im Vorwort ausgesprochenes Hauptziel, dem Studierenden und dem auf anderem Gebiete beheimateten denkenden Menschen den Weg zum Verständnis der besprochenen Fragen zu erleichtern und einiges Interesse für sie zu erwecken, durch seine klare flüssige Darstellung in vollem Maße erreicht hat. Der Fachmann wird mit vereinzelten Punkten, z. B. bei der Literaturauswahl und bei der Beurteilung einzelner Arbeiten und Ansichten in noch nicht völlig abgeschlossenen Teilgebieten, nicht immer ganz übereinstimmen. Rusch.

E. Tiede u. F. Richter, Handbuch der Arbeitsmethoden in der anorganischen Chemie. II. Bd., 2. Hälfte. Gr.-8°. X u. 993 S. m. 624 Abb. im Text und auf Tafeln. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter u. Co. 1925. Geh. M. 54.—, geb. M. 58.—.

Nach einer über sechsjährigen Pause geht jetzt das Stählersche Handbuch in einem etwas veränderten Geiste seiner Vollendung entgegen. Vom zweiten Bande — Physikalische und chemische Operationen — liegt jetzt die zweite Hälfte — Physikalische und chemische Operationen besonderer Art — vor. Die Frage, ob der sehr inhaltreiche Band für den Physiker von Interesse ist, bedeutet die Frage nach der Abgrenzung überhaupt zwischen anorganischer und physikalischer Chemie einerseits, zwischen physikalischer Chemie und Physik anderseits. Es ist heute schon trivial, zu sagen, daß diese Grenzen sich verwischen. Nicht nur, daß

die Fragen, die von jeher den Chemiker im Innersten bewegen, heute ihre Beantwortung vom theoretischen Physiker erfahren, auch in ihren experimentellen Methoden, denen dieser Band gewidmet ist, wachsen die genannten drei Forschungszweige immer mehr zusammen. So findet man in diesem anorganisch-chemischen Handbuch Aufsätze über Röntgenuntersuchung, Kristallbestimmung, Hochvakuumtechnik, Massenspektroskopie, also über ursprünglich physikalische Domänen, über Hochdruckarbeiten, Reaktionen in Entladungen, radioaktive Indikatoren, Photochemie, also physiko-chemische Arbeitsgebiete. Aufsätze, die durch Autor und Abfassung wertvollste Bereicherungen der Literatur jedes dieser Gebiete auch für den Physiker und Physikochemiker im engeren Sinne bilden. Natürlich kann man bei dem einen oder anderen dieser Abschnitte (z. B. Massenspektroskopie) streiten, ob sie nicht den Rahmen eines Werkes überschreiten, das des Anorganikers Laboratoriumsrüstzeug behandeln soll. Jedoch soll man eine recht weitherzige Fassung des Begriffs „Anorganische Chemie" niemals tadeln, und besonders wenn man zukünftige Notwendigkeiten ins Auge faßt, schadet grundsätzlich ein Zuviel weniger als ein Zuwenig. Diese Überlegung dürfte auch die Herausgeber zu ihrem Standpunkte diesen „Grenzgebieten" gegenüber bewogen haben.

Besonders dankenswert erscheint dem Referenten der Abschnitt „Mikrochemie", der in übersichtlicher Anordnung eine sonst schwer zu findende Zusammenstellung der zahlreichen eleganten und geistreichen und unbedingt noch viel zu wenig angewandten Methoden bringt. Ähnliches gilt von dem Aufsatze über Analyse unter Verwendung von Membranfiltern. Hingewiesen sei neben den schon erwähnten sehr wertvollen und vollständigen kristallographischen bzw. röntgenoptischen Abschnitten besonders auf die theoretisch wie experimentell ausgezeichneten „Arbeitsmethoden der Photochemie". Im übrigen möge das Inhaltsverzeichnis für den Inhalt des Bandes sprechen: Umsetzungen sehr kleiner Stoffmengen (Mikrochemie) (Emich-Graz), Arbeiten mit kleinen Mengen flüchtiger Stoffe (Vermehren-Berlin), Die chemische Analyse unter Verwendung von Membranfiltern (Jander-Göttingen), Ultrafiltergeräte nach Bechhold-König (Richter-Berlin), Glasfiltration (Richter-Berlin), Elektrometrische Maßanalyse (Zintl-München), Radioelemente als Indikatoren (Paneth-Berlin und Bothe-Charlottenburg), Kristallbestimmung (Goßner-München), Experimentelle Methoden der Strukturanalyse und Röntgenspektroskopie (einschließlich Hochspannungstechnik) (Schleede-Berlin), Hochvakuumtechnik (Schleede-Berlin), Massenspektroskopie (Richter-Berlin), Arbeiten unter hohem Druck (Haehnel-Berlin), Flüssiges Ammoniak als Lösungsmittel (Bronn-Hannover), Flüssiges Schwefeldioxyd als Lösungsmittel (Bronn-Hannover), Flüssiger Chlorwasserstoff und Schwefelwasserstoff als Lösungsmittel (Richter-Berlin), Allgemeine präparative Elektrolyse (Arndt-Charlottenburg), Die Anwendung der Elektrolyse bei der Reindarstellung von Substanzen (Richards-Cambridge Mass.), Arbeitsmethoden der Photochemie (Jung-Berlin), Umsetzungen mittels stiller elektrischer Entladungen (Tiede-Berlin), Umsetzungen im Lichtbogen (mit einem Anhang über Umsetzungen in Flammen) (Richter-Berlin).

Man mag daraus ersehen, wie sehr das Ziel der „Belebung und Vertiefung der deutschen Experimentalforschung" von den Herausgebern und dem Stabe ausgezeichneter Mitarbeiter durch dieses Werk gefördert werden dürfte. Das Buch ist für den experimentellen Forscher unschätzbar. G.-M. Schwab.

A. Benrath, Physikalische Chemie. II. Teil: Thermische und photochemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre. 8°. X u. 192 S. Band XIV der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte". Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff. 1925. Geh. M. 8.50, geb. M. 9.70.

Es ist eine gewissermaßen undankbare, aber ungeheuer dankenswerte Aufgabe, der sich der Verfasser unterzogen hat, und die er in einer für den Benutzer des Werkchens erfreulichen Weise gelöst hat. Der Sinn solcher zusammenfassenden Berichte — es werden hier die Arbeiten der letzten zehn Jahre gesichtet und referiert — liegt ja nicht darin, ein glatt lesbares Buch oder gar einen Ersatz der Originalliteratur für den tätigen Forscher zu schaffen. Er liegt vielmehr darin, eine kritische Auswahl zu treffen aus dem Vorhandenen und das Ausgewählte hineinzustellen in die in der Berichtszeit aufgetretenen größeren Zusammenhänge, so daß diese klar erscheinen und doch über die Einzeluntersuchung so viel gesagt wird, daß man weiß, ob man sie aufschlagen muß. Das ist eine vielseitige und nicht widerspruchslose Aufgabe. Der Verfasser drückt denn auch im Vorwort die angetroffene Schwierigkeit der Systematik aus. Man darf ihm jedoch zuerkennen, daß es ihm gelungen ist, die obigen Forderungen zu erfüllen, was bei der weiten Spannung des referierten Gebietes und seiner derzeitigen Fülle von angeschnittenen und ungeklärten Gedanken eine Leistung ist.

Das erste Kapitel umfaßt die Gleichgewichtslehre heterogener Systeme, nachdem die der homogenen im ersten Bande abgehandelt wurde. Es ist sehr schön gelungen, aus den alle Zeitschriften füllenden Abhandlungen über Ein-, Zwei-, Drei- und Mehrstoffsysteme der mannigfaltigsten Komponenten das herauszuholen, was auf diesem theoretisch so abgerundeten Gebiete für anderweitige Fragestellungen immer wichtiger wird. Das zweite Kapitel — Chemische Geschwindigkeitslehre — kann man gerade in Anbetracht des hier besonders spröden und auch wirren Stoffes ausgezeichnet nennen. Die wichtigsten neueren Theorien der Reaktionsgeschwindigkeit — thermodynamische, kinetische und quantentheoretische — sind in ihren Hauptzügen und, was in diesem noch tastenden Forschungszweige die Hauptsache ist, Hauptunterschieden klar und knapp dargestellt. Der näher Interessierte könnte vielleicht finden: zu knapp. Aber die Hauptsache ist ja der Überblick, den man gerade da nicht einer oder der andern Eintagstheorie opfern soll. Entsprechend der Wichtigkeit empirischen Materials für die heutige chemische Kinetik ist zahlreichen Einzelreaktionen in Gas und Lösung ein breiter Raum gewidmet. Am geschlossensten ist die Darstellung im dritten Kapitel — Photochemische Vorgänge —, das ja des Verfassers eigenes Revier ist. Hier kommen die Klärungen und noch mehr die neuen und vertieften Fragestellungen, die die Chemie in der Berichtsperiode von der Quantentheorie erfahren hat, ebenso zur Geltung, wie die kinetischen Fragen der Dunkelreaktion, die hier vielleicht eher zu fassen sind als im thermischen Falle.

Einige störende Druckfehler sowie das häufige versehentliche Auftreten nicht im Text bezeichneter Formelgrößen fallen, zumal bei so einem Buch von ausgesprochenem Gegenwartswert, gegenüber prinzipielleren Vorzügen nicht ins Gewicht. Bedauern möchte der Referent im Hinblick auf die zu erwartende Entwicklung der Epoche, die dies Buch benutzen wird, nur noch, daß die Behandlung der heterogenen Gas-

reaktionen in diesem Rahmen so ganz unterdrückt werden mußte.

Jedenfalls können jedem, der über den augenblicklichen Stand von Teilfragen und Teilliteraturen Aufschluß sucht, die Benrathschen Bändchen trotz ihrer zunächst etwas abschreckend kompendiösen Schreibweise bestens empfohlen werden.

G.-M. Schwab.

J. v. Braun, Lehrbuch der organischen Chemie. Gr. 8°. XII u. 508 S. Leipzig, S. Hirzel. 1925. Geh. M. 22.—, geb. M. 24.—.

In seinem Lehrbuch der organischen Chemie wählt J. v. Braun eine von den übrigen Lehrbüchern abweichende Einteilung, indem er nicht die Art des Kohlenstoffskeletts zum Haupteinteilungsprinzip macht und Verbindungen mit verschiedenen Substituenten und demselben Skelett zusammenfaßt, sondern er beschreibt in den einzelnen Kapiteln immer die aliphatischen und aromatischen Verbindungen mit denselben Substituenten nebeneinander und vergleicht ihre Eigenschaften. Nur die Heterocyklen sind aus begreiflichen Gründen in einem eigenen Kapitel zusammengefaßt. Zweifellos bietet eine derartige Anordnung demjenigen, der bereits gewisse Kenntnisse in der organischen Chemie besitzt, manche neue Anregung. Die Frage, ob sie sich für Anfänger ebensogut eignet, möchte ich nicht unbedingt bejahen. Gerade für diese scheint aber das Lehrbuch seiner im ersten Teil ganz elementaren Behandlung nach geschrieben.

Im zweiten Teil wird eine Anzahl Sonderkapitel gebracht (Eiweißverbindungen, Kohlehydrate, Fette, Purine, Alkaloide und künstliche Arzneimittel, Terpenkörper und Kautschuk, Harze, Gerbstoffe und Fermente und Farbstoffe) von denen einzelne (z. B. Terpene und Kautschuk) mit großer Ausführlichkeit, aber immer in flüssiger sehr klarer Weise behandelt sind. Den Schluß bildet ein geschichtlicher Überblick über die Entwicklung der organischen Chemie von Scheele bis zur Jetztzeit.

K. Schütz.

F. Bolte und H. Meldau, Physik für Seefahrer unter besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. (Zugleich fünfte Auflage des Bolteschen Leitfadens für den Unterricht in der Physik. 359 S. mit 463 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1925. Geh. M. 17.50, geb. M. 20.—. Elektrizität und Funkentelegraphie, als Sonderdruck aus vorstehendem Buch. 136 S. u. 159 Abb. Geh. M. 6.—.

Das Buch ist für den Gebrauch an Navigationsschulen bestimmt und soll den zukünftigen Schiffsoffizieren die physikalischen Grundlagen für das Verständnis der zahlreichen technischen und auch nautischen Probleme ihres Berufes liefern. Hierdurch ist, wie dies die Verfasser auch im Vorworte betonen, eine weitgehende Beschränkung, sowohl der Tiefe wie dem Umfange des Stoffes nach geboten. Darin allerdings so weit zu gehen, wie es die Verfasser tun, indem sie fast nur Gebiete behandeln, die gegenwärtig einen unmittelbaren Zusammenhang mit der Nautik haben, scheint dem Referenten doch nicht mehr zulässig. So wird in der Lehre vom Licht eigentlich nur die geometrische Optik gebracht. Röntgenstrahlen sind überhaupt nicht genannt. Daß der atomistischen Natur der Elektrizität ganz kurz Erwähnung getan wird, ist nur dadurch bedingt, daß sonst die technisch wichtige Elektronenröhre nicht behandelt werden konnte. Auch der zweite Hauptsatz, isotherme und adiabatische Prozesse sind unerwähnt geblieben.

Abgesehen von diesen Ausständen, die der Referent machen muß, da das Buch seinem Titel nach den Anspruch erhebt, ein Lehrbuch der Physik zu sein, entspricht es hinsichtlich des behandelten Stoffes jedenfalls weitgehend den Anforderungen, die bei einer so spezialisierten Behandlung gestellt werden können. Außerordentlich zahlreich sind die Hinweise auf praktische Anwendungen, wobei manche für den Nichtseefahrer neuartige Beispiele gebracht werden. Die Behandlung ist rein beschreibend; Gesetze in mathematischer Formulierung werden stets ohne Ableitung gebracht. Auf die Behandlung und Handhabung von in der Praxis verwendeten Instrumenten und Geräten wird sehr ausführlich eingegangen, so daß manche Absätze fast den Charakter von Betriebsvorschriften haben. In der Ausdrucksweise wird gelegentlich von der in physikalischen Lehrbüchern üblichen abgewichen, so z. B. der reziproke Ohmsche Widerstand als Leitfähigkeit statt als Leitwert bezeichnet. Motor- und Generatorregel werden beide durch eine etwas gekünstelte rechte Handregel veranschaulicht, die der sonst gebräuchlichen linken und rechten Handregel nicht gleichwertig ist.

Den meisten Absätzen sind einfache Fragen und Übungsaufgaben angegliedert, die vorwiegend den praktischen Anwendungsgebieten entnommen und geeignet sind, das Verständnis des behandelten Stoffes zu fördern.

Zahn.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr. Helmut Kulenkampf für Physik, an der Technischen Hochschule Warschau Dr. W. Werner für experimentelle Physik und Dr. F. I. v. Wisniewski für theoretische Physik, an der Universität Innsbruck Dr. G. D. Lieber für angewandte Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Karl Freudenberg zum ord. Professor der Chemie und Direktor des Chemischen Laboratoriums an der Universität Heidelberg, der ord. Professor für Elektrotechnik und Maschinenbau an der Universität La Plata Dr. Heinrich Faßbender neuerdings zum a. o. Professor mit Lehrauftrag an der Technischen Hochschule Berlin, der Associate Professor an der Purdue-Universität in Lafayette F. O. Anderegg zum ord. Professor für physikalische Chemie mit Lehrauftrag über Portlandzement an der Pittsburgh Universität, der Associate Professor für physikalische Chemie an der Illinois Universität in Urbana Thomas de Vries in gleicher Eigenschaft an der Purdue Universität in Lafayette, Oberst Umberto Nobile (der Erbauer des Luftschiffes Norge) zum ord. Professor der aeronautischen Technologie am Polytechnikum in Neapel.

Ehrung: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität München Geheimrat Dr. Arnold Sommerfeld, der ord. Professor der Physik an der Universität Kopenhagen Dr. Niels Bohr und der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Utrecht Dr. Ernst Cohen wurden zu auswärtigen Mitgliedern der Royal Society, der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Lemberg Dr. Ignáz Moscicki zum Staatspräsidenten von Polen gewählt.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Hermann Reisenegger.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.